

Beugungsbegrenzte Nahinfrarot–Feldspektroskopie
und
Stellare Kinematik in der Galaxie NGC 3115

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig–Maximilians–Universität München

vorgelegt von
Stephan Anders
aus Berchtesgaden

21. Juni 1999

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Genzel
2. Gutachter: Prof. Dr. Ralf Bender
Tag der mündlichen Prüfung: 05. November 1999

Meinen Eltern gewidmet

Zusammenfassung

In der hier vorliegenden Dissertation werden zwei Themenkomplexe bearbeitet.

Zum ersten wird die instrumentelle Realisierung von Nahinfrarot-Feldspektroskopie von erdgebundenen Observatorien aus mit dem höchstmöglichen räumlichen Auflösungsvermögen, welches die Beugungsgrenze des Teleskopes ist, beschrieben. Bisher wurde in der terrestrischen Astronomie die Auflösungsgrenze durch die atmosphärisch induzierten Bildverwaschungen bestimmt. Um das obige Ziel zu erreichen, wurde der vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) entwickelte Nahinfrarot-Feldspektrograph 3D mit dem adaptiven Optik-System ALFA des 3.5m-Teleskopes des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums (DSAZ) auf dem Calar Alto/Spain, welches die atmosphärischen Bildverzerrungen korrigiert, kombiniert. Um dies zu ermöglichen, wurde im Rahmen dieser Arbeit das optische Adaptersystem AIM entwickelt, das die beobachtungstechnischen Randbedingungen von ALFA und 3D auf zeitsparende und einfach zu handhabende Weise miteinander verknüpft. Mit dieser Instrumentenkombination ALFA/AIM/3D konnten die durch die Lufthülle verursachten Bildstörungen derart kompensiert und die räumliche Auflösung in einer solchen Weise gesteigert werden, daß die Punktverwaschungsfunktion eines einzelnen Sternes, d. h. von einer Punktquelle, dem durch das Teleskop erzeugten Beugungsbild glich. Desweiteren ist es zum erstenmal gelungen, ein spektroskopisches Doppelsternsystem (HEI 7) mit ca. 0.2 Bogensekunden Separation am Himmel von einem erdgebundenen Teleskop aus aufzulösen und der bisher nicht klassifizierten Sekundärkomponente einen spektralen Typ zuzuordnen. Dieses extrem hohe Auflösungsvermögen wird derzeit nur von Weltraumteleskopen wie dem Hubble Space Telescope (HST) erreicht.

Der zweite Teil dieser Dissertation behandelt die stellare Kinematik in der Galaxie NGC 3115 und die daraus resultierende Massenverteilung in diesem Objekt. Bisherige Untersuchungen haben zu dem Resultat eines massiven schwarzen Loches in der Größenordnung von 10^9 Sonnenmassen im Zentrum von NGC 3115 geführt. Das diesen Analysen zugrundeliegende spektroskopische Datenmaterial wurde durch Beobachtung mit Langspaltspektrographen erhalten und umfaßte somit nur eine räumliche Dimension an der Himmelsebene. Mit dem 3D-Spektrometer können jedoch alle beiden Dimensionen unter denselben beobachtungstechnischen Bedingungen kontinuierlich abgetastet werden. Damit können die Randbedingungen für die stellare Rotation und die Dispersion in der Galaxie wesentlich eindeutiger bestimmt werden. Eventuell vorkommende Anisotropien in der Dispersion können besser erkannt werden. Speziell soll nun im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, inwieweit das Vorliegen feldspektroskopischer Daten für die wissenschaftliche Analyse neue Erkenntnisse in Bezug auf die Massenverteilung in NGC 3115 und damit auch in möglichen anderen Galaxien liefern kann. Zu diesem Zweck wurde 1996 mit dem Spektrometer 3D am 2.2m-Teleskop der Europäischen Südsternwarte (ESO) in La Silla/Chile die Galaxie NGC 3115 beobachtet. Basierend auf diesen Daten wurde dann eine Modellgalaxie konstruiert, deren kinematische Zusammenhänge eine neue Massenabschätzung erlauben. Es zeigte sich, daß Modelle mit einer räumlich anisotropen Dispersion die beobachteten Feldspektren besser als solche mit isotropen Annahmen beschreiben. Die Masse im Zentrum lag dann

im Bereich zwischen 2×10^7 und 3×10^8 Sonnenmassen, mußte also relativ zur bisherigen Erkenntnis erheblich nach unten korrigiert werden. Somit wurde demonstriert, daß der Einsatz von Feldspektroskopie unabdingbar zur umfassenden Bestimmung der stellaren Situation und damit zur Massenverteilung in Galaxien ist.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Inhaltsverzeichnis	iv
1 Spektroskopie an der Beugungsgrenze des Teleskopes	1
1.1 Wissenschaftliche Legitimation des Projektes	1
1.1.1 Die beobachtungstechnischen Fortschritte durch eine Kombination von Feldspektrographen und adaptiver Optik	1
1.1.2 Die neuen astronomischen Forschungsgebiete	2
1.2 Das adaptive Optik - System ALFA	4
1.2.1 Einleitende Bemerkungen	4
1.2.2 Prinzipielle Funktionsweise der adaptiven Optik	4
1.2.3 Instrumenteller Aufbau von ALFA	9
1.3 Das abbildende Nahinfrarotspektrometer 3D	13
1.3.1 Einleitung	13
1.3.2 Beschreibung des Aufbaus von 3D	13
1.3.3 Das hochauflösende H - Band - Gitterprisma	16
1.3.4 Instrumentelle Beugungseffekte und die Wahl der Vergrößerungsmaßstäbe	21
1.4 Das Aperture Interchange Module AIM	26
1.4.1 Beobachtungstechnik	26
1.4.2 Das optische Design von AIM	29
1.4.3 Die optische Abbildungsqualität	37
1.4.4 Erste astronomische Ergebnisse	42
1.5 Zusammenfassung	53
2 Die stellare Kinematik in der Galaxie NGC 3115	54
2.1 Einleitende Bemerkungen	54
2.1.1 Das wissenschaftliche Forschungsgebiet dieser Arbeit	54
2.1.2 Die Galaxie NGC 3115	58
2.2 Die Beobachtungen	59
2.2.1 Astronomische Observationen mit ROGUE	59
2.2.2 Beschreibung der Beobachtungen von NGC 3115	60
2.3 Datenauswertung	61
2.3.1 Allgemeines	61
2.3.2 Flatfielding	62
2.3.3 Die Wellenlängenkalibration	62
2.3.4 Die Korrektur des Fabry-Perot-Effektes	63
2.3.5 Die Generierung der Datenkuben	63

2.3.6	Beseitigung unbrauchbarer Pixel	65
2.3.7	Die Korrektur der spektralen Einflüsse der Atmosphäre	65
2.4	Extraktion der Geschwindigkeits–Verbreiterungs–Funktion aus den gemessenen Spektren mit der Fourier–Kreuzkorrelations–Quotienten– Methode	66
2.4.1	Einleitung	66
2.4.2	Mathematische Diskussion	66
2.4.3	Realisierung und Test der FCQ–Methode	69
2.4.4	Zusammenfassung der Testergebnisse für die FCQ–Methode	72
2.4.5	Anwendung der FCQ–Methode auf die 3D–Spektren von NGC 3115	72
2.5	Die Berechnung der Modellgalaxie von NGC 3115	84
2.5.1	Die Algorithmen für die Simulationsrechnungen	84
2.5.2	Test der Simulationsmethode und Fehleranalyse	87
2.5.3	Die Berechnung der Masse der Galaxie	88
2.5.4	Die Wahl der Modellfunktionen	94
2.5.5	Zusammenfassende Beschreibung der Modelle	100
2.5.6	Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen	101
2.5.7	Die Auswirkungen der Resultate auf die Bulgemasse–Zentralmasse– Beziehung	137
2.5.8	Zusammenfassung und Würdigung der Ergebnisse	138
2.5.9	Die Bedeutung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse im Kontext der astronomischen Forschung	138

Danksagung

146

Kapitel 1

Spektroskopie an der Beugungsgrenze des Teleskopes

1.1 Wissenschaftliche Legitimation des Projektes

1.1.1 Die beobachtungstechnischen Fortschritte durch eine Kombination von Feldspektrographen und adaptiver Optik

Will man von verschiedenen Stellen einer ausgedehnten Quelle am Himmel, z. B. einer Galaxie, die dazugehörigen Spektren bestimmen, so ergibt sich das Problem, eine dreidimensionale Datenstruktur, welche zwei räumliche Richtungen sowie eine Wellenlängenachse enthält, mit Hilfe einer zweidimensionalen Pixelmatrix eines Detektors erfassen zu müssen.

Die traditionellen Methoden, wie Langspaltspektroskopie einerseits und Fabry– Perot– Interferometrie andererseits, versuchen, diese Anforderung derart zu lösen, daß immer nur in zwei Dimensionen zeitgleich gemessen und die Information in der dritten Richtung unter Inanspruchnahme einer gewissen Zeitspanne abgetastet wird. Dies hat zur Folge, daß ein erhöhter Aufwand an Beobachtungszeit vonnöten ist und infolgedessen aufgrund zeitlich ändernder Beobachtungsbedingungen systematische Fehler die Messungen beeinflussen können. Zu nennen sind hier insbesondere die Form der Punktverwaschungsfunktion (PSF), die Transmission und die Turbulenzen in der Atmosphäre als auch die Teleskoppositionierung.

Hier besitzt das Konzept der abbildenden Feldspektroskopie, wie sie mit dem Instrument **3D** für den nahinfraroten Wellenlängenbereich realisiert worden ist (Weitzel et. al 1996 [75], Weitzel 1994 [74], Kroker 1997 [44]), den entscheidenden Vorteil gegenüber den anderen Verfahren. Mit dem Einsatz eines Bildzerlegers ist es möglich, alle drei Dimensionen zeitgleich, also während einer einzigen Integration erfassen zu können. Damit ist zum einen eine wesentlich effizientere Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit möglich, zum anderen wird das Problem sich ständig ändernder atmosphärischer Bedingungen während einer Beobachtung eliminiert. Damit sind eine einheitliche räumliche Auflösung und eine genau bestimmte, konstante PSF über das gesamte beobachtete Blickfeld sichergestellt. Dies ist bei einem Einsatz von Langspaltspektrographen nicht möglich, da der zu beobachtende Ausschnitt am Himmel in einer räumlichen Richtung durch Bewegungen des Teleskopes in diskreten Schritten abgetastet werden muß. Für jede einzelne Teleskopposition ist dann eine neue Integration durchzuführen. Da alle diese Aufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten stattfinden, ist die Qualität der gewonnenen Daten unterschiedlichen atmosphärischen Störungen ausgesetzt gewesen, was ihre Auswertung und Interpretation erschweren kann. Desweiteren erlaubt es das Fehlen der zweiten räumlichen Richtung beim Langspalt nicht, die PSF, welche ja eine zweidimensionale Struktur besitzt, exakt zu

bestimmen. Letzteres ist möglich, wenn anstelle der Technik der Langspaltspektroskopie diejenige der Fabry–Perot–Interferometrie verwendet wird. Hier werden beide räumliche Richtungen zeitgleich aufgenommen, jedoch muß jetzt die Wellenlängenachse mittels Durchfahrens des Interferometers abgetastet werden. Damit gibt es Variationen in den beobachteten Intensitäten infolge von Schwankungen in der Transmission der Atmosphäre, welche bei der abbildenden Feldspektroskopie ebenfalls wegfallen. Somit weisen die mit dem Spektrometer 3D erhaltenen Daten in allen ihren Dimensionen geringe Spuren durch Änderungen der atmosphärischen Einflüsse auf.

Der Vorteil, die PSF exakt bestimmen zu können, macht die abbildende Feldspektroskopie zum am besten geeigneten Mittel für einen kombinierten Einsatz mit adaptiven Optik–Systemen wie **ALFA** (Davies et al. 1998 [15], Glindemann et al. 1997 [25], Hippler et al. 1998 [31], Quirrenbach et al. 1997 [62, 63]), welche besonders hohe räumliche Auflösungen, die sogar bis an die Beugungsgrenze der Teleskope heranreichen und ansonsten durch erdgebundene astronomische Beobachtungen nicht realisiert werden, liefern. Da adaptive Optik–Systeme im allgemeinen keine rotationssymmetrische und zeitlich konstante PSF zur Verfügung stellen, ist hier deren genaue Bestimmung von überragender Bedeutung. Die weiteren Vorteile beider Systeme potenzieren sich ebenfalls. Das gesamte Blickfeld wird nun zur selben Zeit atmosphärisch korrigiert, so daß verlässliche, räumlich und spektral hoch aufgelöste Resultate erzielt werden können. Adaptive Optik–Systeme benötigen, um die atmosphärischen Störungen korrigieren zu können, einen Leitstern, welcher entweder natürlichen Ursprunges sein kann oder aber von Laserlicht erzeugt worden ist. Dessen ausgesendetes Licht wird zur Analyse der Form der Wellenfronten in spezielle Sensoren, welche in Kapitel 1.2.2 noch genauer erklärt werden, eingekoppelt. Dies muß sehr exakt vorgenommen werden, damit eine korrekte Wellenfrontbestimmung möglich ist, was ein sehr langwieriger Prozeß sein kann. Die Verwendung von Feldspektrographen mit ihrer effizienten Zeitausnutzung ist damit in diesem Zusammenhang von noch gewichtigerer Bedeutung.

Der gemeinsame Einsatz von **3D** und **ALFA** wird es also ermöglichen, Feldspektroskopie im Nahinfraroten an der Beugungsgrenze des Teleskopes zu betreiben. Damit ist diese Instrumentenkombination nur noch mit dem System **Near Infrared Camera and Multi Object Spectrograph NICMOS** des Weltraumteleskopes **Hubble Space Telescope HST** vergleichbar, welches ebenfalls Nahinfrarot–Spektren an der Beugungsgrenze des Teleskopes liefert (Thompson et al. 1998 [70]). Jedoch erlaubt die dort angewendete Technik der spaltfreien Spektroskopie nur die Untersuchung von zweidimensionalen Feldern mit punktförmigen Objekten. Ausgedehnte Quellen können damit nicht beobachtet werden. Somit stellt die Kombination **ALFA** und **3D** eine wesentliche Erweiterung der möglichen astronomischen Forschungsgebiete, wie es in folgenden Kapitel 1.1.2 noch genauer beschrieben wird, dar.

1.1.2 Die neuen astronomischen Forschungsgebiete

Die im vorherigen Abschnitt besprochenen neuen beobachtungstechnischen Möglichkeiten erlauben die Behandlung und Beantwortung einer ganzen Reihe von wissenschaftlichen Fragen, welche unser Verständnis über eine große Anzahl astronomischer Probleme vollständig revolutionieren können. Als Beispiele seien im folgenden einige Aspekte näher diskutiert.

- Wie häufig sind schwarze Löcher in galaktischen Kernen anzutreffen ? In den letzten Jahren wurden einige Techniken angewendet, um die Dunkelmaterie, welche sich in galaktischen Kernen verbirgt, bestimmen zu können (Lester et al. 1994 [47], Doyon et al. 1994 [17], Miyoshi et al. 1995 [54], Gaffney et al. 1995 [23], Kormendy et al. 1997 [40]). Die Genauigkeit der Massenabschätzung hängt kritisch von der Distanz zum Zentrum, bei der

die Geschwindigkeitsdispersion bestimmt wird, ab (Kormendy et al. 1997 [40]). Die Rolle des kombinierten Einsatzes von 3D und ALFA wird es dabei sein, die räumliche Auflösung um rund eine Größenordnung zu verbessern. Zusätzlich wird es die Auswertung der nahinfraroten Absorptionslinien und -banden erlauben, die Techniken zur Analyse der stellaren Geschwindigkeitsdispersionen auch auf normale Spiralgalaxien auszudehnen, wo die Absorption des Lichtes durch interstellaren Staub und entsprechende Gase die Beobachtung im optischen Wellenlängenband unmöglich machen könnte. Für die Notwendigkeit, sowohl Effekte der Rotationsgeschwindigkeit von denen der eigentlichen Geschwindigkeitsdispersion unterscheiden als auch Anisotropien in der Dispersion überprüfen zu können, besitzt die abbildende Feldspektroskopie einen entscheidenden Vorteil gegenüber den Techniken der Langspaltspektroskopie.

- Eine andere Frage ist diejenige über die Natur der Wirtsgalaxien von quasistellaren Objekten (QSO). Obwohl es nun als gesichert gilt, daß die QSO–Wirtsgalaxien überall präsent sind, ist die Beschaffenheit dieser Galaxien bisher nur mit den Methoden der Breitbandabbildung untersucht worden. Schmalbandbilder mit Filtern um wichtige Emissionslinien wie $H\alpha + [N II]$, $[O III]$ etc. würden enorme Informationen über die Natur dieser Wirtsgalaxien liefern, wie z. B. den Grad der Aktivität der Sternentstehung, ihren Gasinhalt und ihre Entstehungsgeschichte. Da das Licht, welches von quasistellaren Objekten ausgesendet wird, selbst Emissionslinien enthält, ist es bisher schwierig gewesen, die Beiträge des QSO und der Wirtsgalaxie voneinander zu unterscheiden. Die verbesserte räumliche Auflösung soll dies erleichtern. Wegen des großen Bereiches der Rotverschiebung, welcher in diesem Falle abgedeckt wird, muß die angewendete Spektroskopie einen großen Wellenlängenbereich umfassen können. Da zudem die räumliche Morphologie dieser Objekte von Interesse ist, bleibt die Anwendung von abbildender Feldspektroskopie hier von zwingendem Interesse. Die hohe räumliche Auflösung und Lichtkonzentration, welche mit den Einsatz adaptiver Optik möglich ist, machen die Instrumentenkombination von ALFA und 3D zu einer einzigartigen Möglichkeit, diese offenen Fragen zu beantworten.

1.2 Das adaptive Optik - System ALFA

1.2.1 Einleitende Bemerkungen

Das laserleitsterngestützte adaptive Optik - System **ALFA** (**A**daptive **O**ptics with **L**aser **F**or **A**stronomy) für das 3.5m-Teleskop des Deutsch-Spanischen Astronomischen Zentrums auf dem Calar Alto/Spanien ist eine gemeinsame Entwicklung des Max-Planck-Institutes für Astronomie (MPIA) in Heidelberg und des Max-Planck-Institutes für extraterrestrische Physik (MPE) in Garching. Seine Aufgabe ist es, die durch die atmosphärischen Turbulenzen verursachten Verzerrungen in den Aufnahmen astronomischer Objekte durch den Einsatz adaptiver Optik-Methoden zu korrigieren.

Dadurch sollen nahezu beugungsbegrenzte Abbildungen im H und K-Band unter standardmäßigen Beobachtungsbedingungen ermöglicht werden. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) des Beugungsbildes für ein 3.5m-Teleskop besitzt bei einer Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ den Wert von 0.13 Bogensekunden. Das Strehl-Verhältnis soll dabei mindestens 50 % im K-Band betragen. Da ALFA bereits in verschiedenen Publikationen eingehend beschrieben worden ist, wird in dem folgenden Kapiteln nur der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise beschrieben und zwecks detaillierterem Studium auf die entsprechende Literatur verwiesen. (Eckart et al. 1999 [19], Davies et al. 1998 [15], Glindemann et al. 1997 [25], Hippler et al. 1998 [31], Quirrenbach et al. 1997 [62, 63])

1.2.2 Prinzipielle Funktionsweise der adaptiven Optik

Das Hauptproblem bei astronomischen Beobachtungen mit erdgebundenen Teleskopen ist die Beeinträchtigung der optischen Bildqualität durch die in der Erdatmosphäre auftretenden Turbulenzen. Das von den Objekten ausgesendete Licht, welches in den erhaltenen Aufnahmen normalerweise in der durch das Teleskop erzeugten Beugungsstruktur konzentriert ist, wird je nach Ausmaß der Störungen über einen mehr oder weniger großen Bereich verstreut. Dies resultiert in einer dementsprechenden Begrenzung der räumlichen Auflösung. Ein Maß für die Streuung der Intensität und damit auch für die atmosphärische Turbulenz und des Auflösungsvermögens gibt die in der Astronomie gebräuchliche Größe des Seeings an. Diese ist definiert als die volle Halbwertsbreite (FWHM) der PSF, die ein punktförmiges Objekt am Himmel, also üblicherweise ein Stern, besitzt, wenn es durch die Lufthülle beobachtet wird. Das Seeing wird in Winkleinheiten ausgedrückt, wobei in Normalfall Bogensekunden verwendet werden. Zwei Objekte gelten, analog den Rayleigh-Kriterium, dann noch als aufgelöst, wenn ihr Abstand die Hälfte des Seeings beträgt. Die Werte für unkompensiertes Seeing können zwischen extrem guten $0''.4$ und sehr schlechten $2''.0$ liegen, wobei die Standardbedingungen um die $1''.0$ liegen.

Die Ursache für die turbulenten Bewegungen in der Atmosphäre sind natürliche lokale Temperaturunterschiede mit $\Delta T \leq 1^\circ$, welche statistische Änderungen in der Windgeschwindigkeit zur Folge haben (Tyson 1991 [73]). Desweiteren ergeben sich örtliche Schwankungen in der atmosphärischen Dichte und damit Variationen im Brechungsindex n . Somit besitzt die Erdatmosphäre eine räumlich inhomogene, zeitlich variable Brechungsindexstruktur. Zonen mit konstantem n wirken dabei wie eine Refraktionszelle, die die vom astronomischen Objekt ausgesandten Lichtstrahlen bei ihrem Weg durch die Atmosphäre ablenken, fokussieren und defokussieren, bzw. die mit ihnen assoziierten Wellenfronten verzerren. Verschiedene von der gleichen Quelle emittierte Strahlen werden daher unterschiedlich und auch noch zeitlich variabel gebündelt und gebrochen. Eine geeignete Beschreibung der ständigen Veränderungen in der Lufthülle über den Stätten astronomischer Observatorien ist das Model eines kontinuierlichen Flusses von Schichten solcher Refraktionszellen über den Öffnungsraumwinkeln der Teleskope.

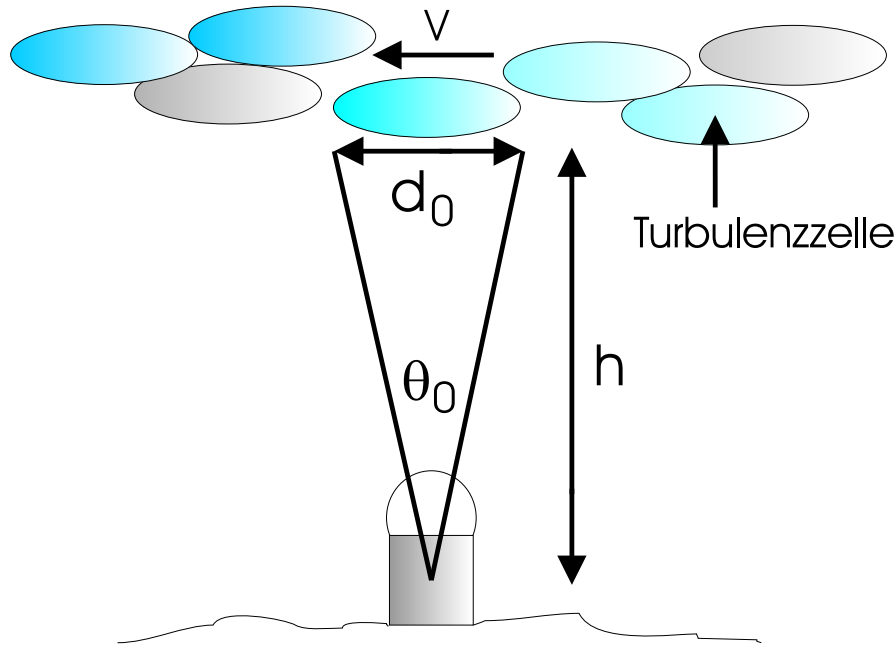


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Modells zur Beschreibung atmosphärischer Turbulenzen über astronomischen Observatorien

Eine Abschätzung für die Größe solcher Refraktions- oder Turbulenzzellen liefert der Fried-Parameter r_0 , der definiert ist als (Glindemann et al. 1997 [25]):

$$r_0 = \left[0.432 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (\cos \gamma)^{-1} \int C_n^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (1.1)$$

mit λ als der Wellenlänge und γ als Zenith-Winkel. Die Größe $C_n^2(h)$ beschreibt als Strukturkonstante die Stärke der Brechungsindexfluktuationen in Abhängigkeit von der Höhe über der Erdoberfläche und besitzt die Einheit $m^{-2/3}$. Eine Näherungsformel für C_n^2 lautet als Funktion der Höhe (Glindemann et al. 1997 [25]):

$$C_n^2(h) = 2.2 \times 10^{-23} h^{10} e^{-h} + 10^{-16} e^{-h/1.5} + 1.7 \times 10^{-14} e^{-h/0.1} \quad (1.2)$$

Die Herleitungen sowie genauere Erläuterungen zu diesen Formeln und Größen kann in den Arbeiten von Glindemann 1997 [25] nachgelesen werden kann. Im Nahinfrarot-Bereich bei einer Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ beträgt der Fried-Parameter 60 cm. In Abbildung 1.1 ist eine schematische Darstellung dieses Modelles gezeigt.

Diese soeben erwähnten Phänomene üben auf die Qualität der mit dem Teleskop und dem wissenschaftlichen Instrument erzeugten Bilder von astronomischen Objekten eine Reihe von Einflüssen aus, welche sich mit der optischen Aberrationstheorie beschreiben und quantifizieren lassen. Es ist dabei möglich, die einzelnen Aberrationsterme wie Defokus, sphärische Aberration, Astigmatismus, Koma, Bildfeldkrümmung, Verzeichnung sowie die Störungen höherer Ordnung durch sogenannte Zernike-Polynome zu beschreiben. Die durch die Atmosphäre zeitabhängig beeinflussten Wellenfronten lassen sich in der Pupillenebene des Teleskopes damit als Linearkombination aus diesen Aberrationstermen darstellen:

$$\Phi(\rho, \theta, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) Z_i(\rho, \theta) \quad (1.3)$$

Nummer	Form des Polynoms	Aberration
1	$Z_1 = 1$	konstanter Term
2	$Z_2 = 2\rho\cos(\theta)$	Tip
3	$Z_3 = 2\rho\sin(\theta)$	Tilt
4	$Z_4 = \sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$	Fokus
5	$Z_5 = \sqrt{6}\rho^2\sin(2\theta)$	Astigmatismus
6	$Z_6 = \sqrt{6}\rho^2\cos(2\theta)$	
7	$Z_7 = \sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\sin(\theta)$	Koma
8	$Z_8 = \sqrt{8}(3\rho^3 - 2\rho)\cos(\theta)$	
9	$Z_9 = \sqrt{8}\rho^3\sin(3\theta)$	Trifoil
10	$Z_{10} = \sqrt{8}\rho^3\cos(3\theta)$	
11	$Z_{11} = \sqrt{5}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$	Sphärische Aberr.

Tabelle 1.1: Die ersten elf Zernike–Polynome und die durch diese beschriebenen optischen Aberrationen (entnommen aus Glindemann 1997 [25] und Noll 1975 [57]). Die Größen ρ und θ sind die radiale und die azimuthale Polarkoordinate in der Teleskoppupillenebene

wobei ρ und θ die radiale und die azimuthale Polarkoordinate in der Teleskoppupillenebene und $Z_i(\rho, \theta)$ die dort definierten Zernike– Polynome darstellen. Der Zusammenhang für die Gewichtungsfaktoren a_i lautet:

$$a_i(t) = \int_{pup} \Phi(\rho, \theta, t) Z_i(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta \quad (1.4)$$

In Tabelle 1.1 sind die ersten elf Zernike und die durch sie beschriebenen optischen Aberrationen aufgelistet (Entnommen aus Glindemann 1997 [25] und Noll 1976 [57]). Die Aberrationen, welche durch die Polynome Z_2 und Z_3 , also Tip und Tilt, beschrieben werden, verursachen eine ständige Variation der Auftreffposition der Strahlen auf der Detektoroberfläche, so daß das Bild des Objektes eine andauernde Zitterbewegung um seine nominelle Ruheposition ausführt. Über die mit diesen Lichtstrahlen verknüpften Wellenfronten verläuft demnach ein zeitlich variabler linearer Phasengradient. Deshalb läßt sich dieser Effekt durch den Einsatz eines Tip–Tilt–Spiegels, welcher um zwei orthogonal zueinander gerichtete Achsen verkippbar ist, korrigieren. Das Ausmaß der notwendigen Tip–Tilt–Korrektur wird dadurch bestimmt, indem das adaptive System auf einen natürlichen Leitstern (NGS) gerichtet wird, und die momentane Dislokation seines Bildes von dessen Nominalposition gemessen wird. Daraus kann dann die notwendige Verkippung für den Tip–Tilt–Spiegel berechnet werden. Bei einem Seeing von ca. einer Bogensekunde FWHM können bei einem Teleskop der 4–Meter–Klasse und einer Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ ungefähr 20 % der über die Seeing–Scheibe ausgeschmierten Energie im zentralen Airy–Beugungsscheibchen konzentriert werden (Thatte et al. 1995 [68], Christou 1991 [14]).

Die Aberrationen höherer Ordnung werden mit Hilfe eines Spiegel mit deformierbarer Oberfläche, der in die Pupillenebene eingebracht wird, kompensiert. Es werden dabei die Unterschiede in den optischen Weglängen, die die mit der Wellenfront verbundenen Strahlen aufweisen, ausgeglichen. Als Beobachtungsquelle für die Ermittlung der Wellenfrontverzerrungen höherer Ordnung und damit der notwendigen Korrekturen dienen helle natürliche Sterne oder aber, falls solche nicht in der Nähe des untersuchten Objektes vorhanden sind, Laserleitsterne (LGS). Letztere werden in ca. 90 km Höhe durch stimulierte Emission der dortigen Natrium–Atome, welche dort in einer

ungefähr 10 km dicken Schicht vorkommen, erzeugt. Dabei wird zur Anregung des Licht der Na – D₂ – Linie verwendet, welches als aufgeweiteter Laser-Strahl mit einem Projektionsteleskop vom Observatorium aus in die Atmosphäre geschossen wird.

Es ist an dieser Stelle angebracht, zu bemerken, daß mit Laserleitsternen keine Korrektur der Tip-Tilt-Aberrationen durchgeführt werden kann, da die lateralen Versetzungen, die die Lichtstrahlen auf ihrem Weg von der Natrium-Schicht zum Teleskop durchmachen, bereits durch diejenigen, die das Laserlicht auf seinem Weg vom Observatorium zu dieser Schicht erleidet, kompensiert worden sind. Adaptive Optik kann daher zwar ausschließlich mit einem natürlichen Leitstern, keinesfalls aber nur mit einem Laserleitstern alleine betrieben werden. Vielmehr muß bei Einsatz eines letzteren immer noch ein zusätzlicher NGS zur separaten Berechnung der Tip-Tilt-Verzerrung vorhanden sein, welcher jedoch in diesem Falle nicht mehr sehr hell sein muß, da die Berechnung der lateralen Verschiebung, anders als die Aberrationen höherer Ordnung, auch bei schwach leuchtenden Sternen einfach ist. Der Vorteil eines Einsatzes von Laserleitsternen liegt also darin, daß man nicht mehr darauf angewiesen ist, daß sich in der Nähe der Quelle ein heller Stern befinden muß, was die Gebiete am Himmel, in welchen Beobachtungen dann möglich sind und damit die Auswahl der Objekte gewaltig vergrößert.

Die Größe des verbleibenden Fehlers nach der AO-Korrektur hängt davon ab, wieviele und welche der einzelnen optischen Aberrationen und damit der Zernike-Polynome in das Korrekturverfahren einbezogen werden. Ist nun ein bestimmter Satz ausgewählt worden, wird zunächst deren Beitrag zur gemessenen Gesamtverzerrung der Wellenfront berechnet und daraus dann die notwendige Krümmungsstruktur der Spiegelstruktur ermittelt, welche dann deren Einflüsse beseitigt. Werden nun beispielsweise die ersten J Zernike-Polynome verwendet, so läßt sich die durch den deformierbaren Spiegel korrigierte Verzerrung formulieren als:

$$\Phi_J(\rho, \theta, t) = \sum_{i=1}^J a_i(t) Z_i(\rho, \theta) \quad (1.5)$$

Die Varianz der verbleibenden Aberrationen berechnet sich dann zu:

$$\Delta_J = \int_{pup} < [\Phi(\rho, \theta, t) - \Phi_J(\rho, \theta, t)]^2 > \rho d\rho d\theta \quad (1.6)$$

In den Arbeiten von Noll 1976 [57] wird eine Näherungsformel für die Phasenvarianz in Einheiten von rad^2 angegeben, welche lautet:

$$\Delta_J = 0.2944 J^{-\sqrt{3}/2} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (1.7)$$

wobei D die Apertur des Teleskopes und r_0 der Fried-Parameter ist. Die Effizienz von adaptiven Optik-Systemen kann mit Hilfe der Stehl-Zahl quantifiziert werden, die ein Maß für die Bildqualität darstellt. Betrachtet man bei einer bestimmten Wellenlänge die Punktantwort einer Aberrationen induzierenden abbildenden Optik einerseits und das dazugehörige theoretische, aberrationsfreie Beugungsbild, das nur durch die Apertur bestimmt wird, so ist die Strehl-Zahl definiert als das Verhältnis maximalen Intensität der Punktantwort zu der des Beugungsbildes, also

$$S = \left(\frac{\text{max. Int. der Punktantwort}}{\text{max. Int. des aberrationsfreien Beugungsbildes}} \right) \quad (1.8)$$

Idealerweise ist bei nicht vorhandenen Aberrationen die Punktantwort gleich dem Beugungsbild und die Strehl-Zahl nimmt den Wert Eins an. Bezieht man das soeben Gesagte auf den Fall astronomischer Beobachtungen, so sind die abbildende Optik mit der Teleskop- und der

Instrumentenoptik und die Aberrationen mit den atmosphärischen Störungen und intrinsischen aberrativen Fehlern des Teleskopes sowie des Instrumentes zu identifizieren. Somit erhält man bei Beobachtungen im K-Band unter atmosphärischen Standardbedingungen Werte für S von ca. 0.02 (Glindemann 1997 et al. [26]). In den Abhandlungen von A. Maréchal findet sich eine Näherungsformel, welche die Strehl-Zahl mit der Phasenvarianz verknüpft (Born-Wolf 1959 [11]). Ist diese nämlich kleiner als $\frac{\pi^2}{4}$, so gilt:

$$S \approx 1 - (\Delta\Phi)^2 \quad (1.9)$$

Ein numerisches Beispiel soll das soeben angesprochene etwas verdeutlichen. Korrigiere ein adaptives Optik-System vollständig die ersten zehn Zernike- Moden, so besitzt bei einem im NIR-Bereich typischen Fried-Parameter von $r_0 = 60$ cm an einem 3.5m-Teleskop die Phasenvarianz gemäß Gleichung 1.7 den Wert von 0.75 rad^2 und die Strehl-Zahl ist damit 0.42.

Beim Betreiben von adaptiven Optik-Systemen treten mehrere, die Effizienz dieser Technik limitierende Faktoren auf. Einmal können wegen der örtlich statistisch verteilten Unterschiede in den atmosphärischen Turbulenzen das Beobachtungsobjekt und die natürlichen oder laserinduzierten Leitsterne nicht beliebig voneinander entfernt sein, da sonst die an der Leitsternposition gemessene Wellenfront nicht mehr diejenige an der Objektposition repräsentiert. Der maximal zulässige Winkelabstand wird durch den sogenannten isoplanatischen Winkel θ_0 definiert, welcher unter der Annahme, daß die Atmosphäre aus nur einer dominanten turbulenten Schicht besteht, lautet:

$$\theta_0 = \frac{r_0}{h} \quad (1.10)$$

Es ist hier h die Höhe der Turbulenzschicht und r_0 der Fried- Parameter (Glindemann 1997 [25]). Die physikalische Aussage dieses Zusammenhanges ist, daß, um eine korrekte Wellenfrontkorrektur zu erzielen, das Licht der Leitsterne und des Beobachtungsobjektes durch dieselbe Turbulenzzelle hindurchgehen muß. Ist zum Beispiel $h = 10$ km, dann beträgt im NIR-Bereich mit $r_0 = 60$ cm und bei einer Wellenlänge von $2.2 \text{ } \mu\text{m}$ der isoplanatische Winkel θ_0 zwölf Bogensekunden. Die zweite Randbedingung ist die zeitliche Variation der Turbulenzen in der Atmosphäre, die die Frequenz diktiert, mit welcher die Wellenfrontkorrekturen berechnet und angewendet werden müssen. Nimmt man wieder eine Schicht, die hauptverantwortlich für die Störungen ist und sich mit der Windgeschwindigkeit v bewegt, an, so läßt sich eine einfache Abschätzung über die zeitliche Variation der Turbulenzen machen. Dazu wird die Kohärenzzeit τ_0 gebildet, welche definiert ist als (Glindemann 1997 [25]):

$$\tau_0 = \frac{r_0}{v} \quad (1.11)$$

Der reziproke Wert hiervon liefert eine ungefähre Arbeitsfrequenz für korrekt funktionierende adaptive Optik-Systeme. Ein genauere Berechnung findet sich bei Greenwood 1976 [27], welche liefert:

$$f = 0.43 \left(\frac{v}{r_0} \right) \quad (1.12)$$

Beim Einsatz von Laser-Guide-Sternen ist zusätzlich zu bedenken, daß die damit erhaltenen Daten für die Wellenfrontverzerrungen nicht exakt die Situation in den Turbulenzzellen widerspiegeln. Dies rührt daher, das sich der LGS in ca. 90 km über den Observatorium befindet und damit im Gegensatz zu den NGS nicht quasi unendlich weit entfernt. Der Verlauf der Strahlen von LGS zum Teleskop ist damit nicht mehr streng parallel und konsequenterweise kann die in den Turbulenzzellen induzierte Wellenfrontverzerrung nicht mehr genau abgetastet werden.

1.2.3 Instrumenteller Aufbau von ALFA

ALFA ist für den Einsatz am Cassegrain Fokus des 3.5m-Teleskopes konzipiert worden. Es wird daher zwischen der Teleskop-Spiegelzelle und dem wissenschaftlichen Instrument (Kamera, Spektrometer) angebracht. In Abbildung 1.2 ist diese Anordnung schematisch verdeutlicht.

Der $f/10$ - Strahl des Teleskopes wird von einem flachen Tip-Tilt-Spiegel, der für die Korrektur der atmosphärisch induzierten Zitterbewegungen des Bildes eingesetzt wird, auf einen Off-Axis-Parabolspiegel mit 662 mm Brennweite umgelenkt. Dieser erzeugt dann auf dem deformierbaren Spiegel (DM) das Bild der Teleskoppupille. Hierbei werden die Verzerrungen höherer Ordnung mit Hilfe von 97 Piezo-Aktuatoren korrigiert. Das Licht trifft dann anschließend auf einen weiteren Off-Axis-Parabolspiegel mit 1594 mm Brennweite, welcher einen $f/25$ -Strahl erzeugt. Ein dichroitischer Spiegel teilt das Licht dann in einen Teil bei sichtbaren und in einen bei infraroten Wellenlängen (Hippler et al. 1998 [31]).

Der infrarote Teil wird in das hinter ALFA angebrachte wissenschaftliche Instrument (Kamera, Spektrometer) reflektiert. Das für die astronomische Forschung wichtige Licht durchläuft also nur fünf optische Komponenten. Dadurch werden Lichtverluste und die Aufnahme thermischer Strahlung möglichst gering gehalten.

Das sichtbare Licht wird für die Bestimmung der Wellenfronten zur Korrektur der atmosphärischen Verzerrung verwendet und in die hinter dem dichroitischen Spiegel liegende entsprechende Optik transmittiert. Wird ein natürlicher Leitstern (NGS) zur Berechnung der Wellenfronten verwendet, so wird das gesamte sichtbare Licht in den Shack-Hartmann-Sensor gespiegelt. Bei Einsatz des Laserleitsternes (LGS) teilt ein zweiter dichroitischer Spiegel dieses Licht derart auf, daß das Licht der Natrium D_2 -Linie in den Shack-Hartmann-Sensor reflektiert und das restliche Licht in die Tip-Tilt-Tracker Kamera transmittiert wird.

Das Funktionsprinzip eines Shack-Hartmann-Sensors besteht darin, daß mit Hilfe einer zweidimensionalen Linsenmatrix, welche in einer Pupillenebene platziert worden ist, die Teleskoppupille in n Subaperturen aufgeteilt wird. Auf der Detektorebene des Sensors werden dann somit n Bilder des Leitsternes erzeugt. Die atmosphärischen Turbulenzen erzeugen nun eine ständige Zitterbewegung dieser Bilder auf der Detektorebene um ihren nominalen Ruhepunkt, den sie bei Abwesenheit jedlicher atmosphärischer Einflüsse einnehmen würden. Die gemessenen Differenzvektoren zwischen den augenblicklichen Positionen der Bilder der Leitsterne auf der Detektorebene und ihren Ruhepositionen bilden die Grundlage für die Berechnung der Wellenfrontaberrationen. Es ist nun möglich, die Teleskoppupille durch die Auswahl geeigneter Linsenmatrizen in 3×3 , 5×5 , 7×7 , 9×9 , 10×10 und 12×12 Subaperturen aufzuteilen. Als Detektor fungiert eine CCD-Kamera der Firma Lincoln Labs, welche einen 64×64 -Pixel-Chip enthält und Ausleseraten von 60 Hz bis 1200 Hz ermöglicht (Hippler et al. 1998 [31]).

Wird ein natürlicher Leitstern für die Korrektur der atmosphärischen Verzerrungen verwendet, so werden mit dem Shack-Hartmann-Sensor sowohl die Zitterbewegungen des Bildes des Objektes als auch die höheren Ordnungen der Aberrationen korrigiert. Dies ist beim Einsatz eines künstlichen lasererzeugten Leitsternes nicht mehr möglich. Dadurch, daß das Laserlicht im Gegensatz zum Licht der astronomischen Objekte wegen des Weges vom Projektionsteleskop am Observatorium zur Natrium-Schicht in ca. 90 km Höhe und zurück die Lufthülle zweimal durchläuft, werden alle lateralen Bewegungen, d. h. die Aberrationen niedriger Ordnung kompensiert und können somit nicht mehr detektiert werden. Deshalb muß bei Einsatz des LGS das Ausmaß der Korrektur der Zitterbewegungen mit einem zusätzlichen NGS unter Benutzung der Tip-Tilt-Tracker Kamera bestimmt werden. Die höheren Ordnungen können dann mit dem LGS und dem Shack-Hartmann-Sensor ermittelt werden.

Der Laserleitstern wird mittels eines cw-Farbstofflasers, welcher eine monomodilale Austrittslei-

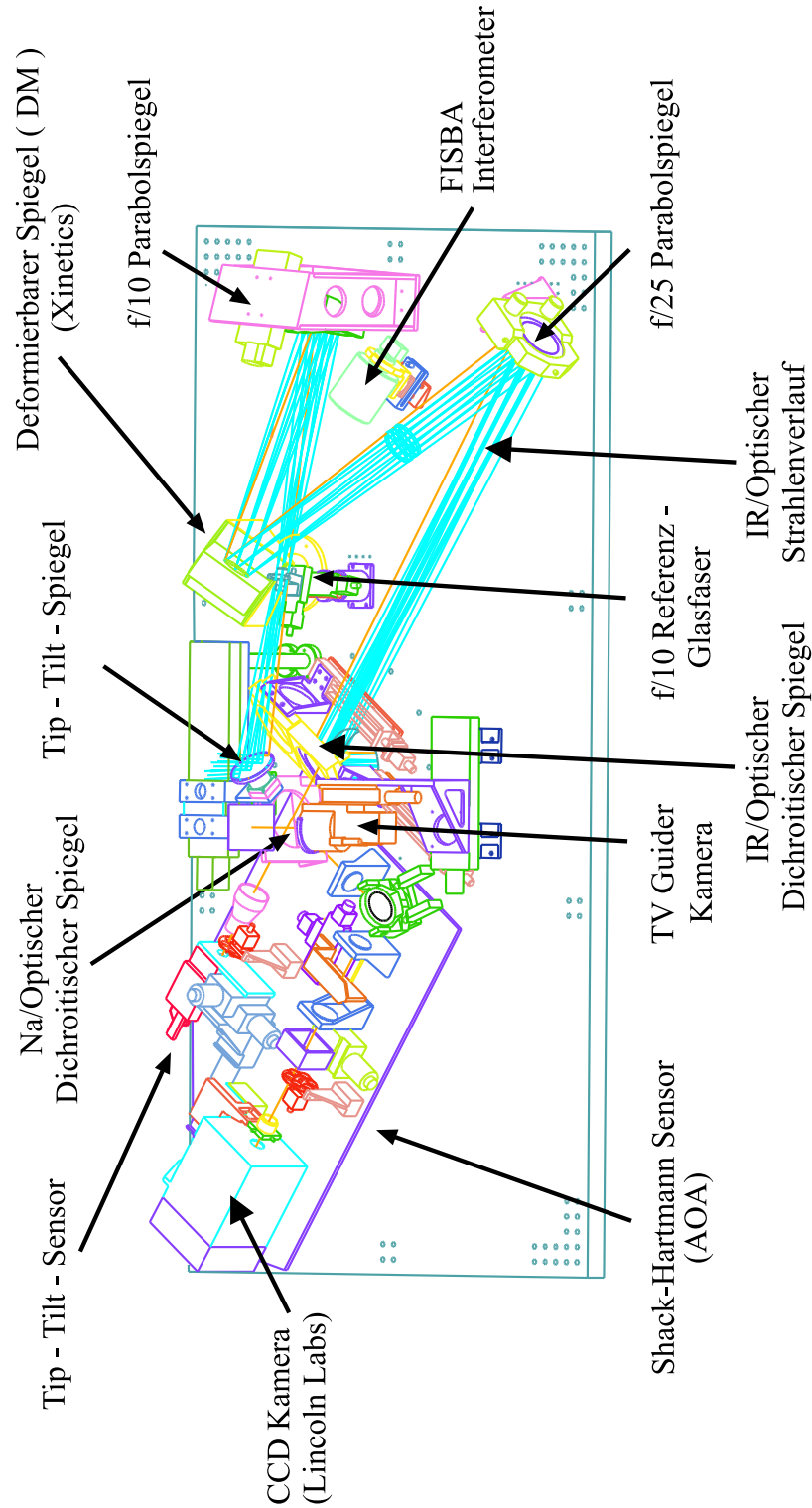


Abbildung 1.3: Darstellung der ALFA - Optik

stung von 4.25 W besitzt und durch einen Ar+ - Laser mit einer multimodilalen Austrittsleistung von 25 W gepumpt wird, erzeugt. Die Magnitude und die Ausdehnung des Laserleitsternes betragen in der Zenithposition $m_V = 9 - 10$ bzw. $3''$, wobei dieser Wert von den atmosphärischen Bedingungen abhängig ist (Davies et al. 1998 [15]).

1.3 Das abbildende Nahinfrarotspektrometer 3D

1.3.1 Einleitung

Das abbildende Nahinfrarotspektrometer **3D** für astronomische Beobachtungen in H und K - Band wurde von 1991 bis 1994 am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik im Rahmen einer Promotionsarbeit (Weitzel 1994 [74]) entwickelt und zum Einsatz gebracht sowie seither in seinen Eigenschaften kontinuierlich weiterentwickelt. Da das Spektrometer bereits in einigen Arbeiten und Veröffentlichungen detailliert beschrieben worden ist (Weitzel et al. 1996 [75], Weitzel 1994 [74], Kroker 1997 [44]), wird in dieser Arbeit sein Aufbau und seine Funktionsweise hauptsächlich von prinzipiellen Grundsätzen her erläutert und auf die entsprechende Literatur verwiesen. Desweiteren sollen eine im Rahmen dieser Arbeit vorgenommene Weiterentwicklung seiner Anwendungsmöglichkeiten im spektralen Bereich sowie sein Einsatz unter Bedingungen, die an die Beugungsgrenze von Teleskopen heranreichen, diskutiert werden.

1.3.2 Beschreibung des Aufbaus von 3D

1.3.2.1 Prinzipielle Funktionsweise

Der Einsatz des 3D-Spektrometers ermöglicht es, einen zweidimensionalen Ausschnitt des Himmels, also ein Blickfeld, in 16×16 Auflösungselemente zu unterteilen und diese simultan zu spektroskopieren. Der beobachtbare Wellenlängenbereich erstreckt sich dabei von $1.45 \mu\text{m}$ bis $2.45 \mu\text{m}$, umschließt also das H- und das K-Band. Es kann dabei mit spektralen Auflösungen von $R = 1000$ oder $R = 2000$ gearbeitet werden.

Das optische Design von 3D setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Zum einen aus dem Bildzerleger, welcher ein zweidimensionales Bild in sechszehn Streifen zerlegt und diese in einen langen Spalt anordnet und zum zweiten aus der Optik, welche einen Langspaltspektrographen mit Gitterprisma (grism) erzeugt. Der Detektor ist ein 256^2 HgCdTe NICMOS III Pixelmatrix der Firma Rockwell.

Die intrinsische Pixelskala des 3D-Spektrometers beträgt $0''.5$ / Pixel, was einem Blickfeld von 8×8 Bogensekunden entspricht. Es können jedoch durch den Einsatz geeigneter Voroptiken auch kleinere Pixelskalen erreicht werden. (siehe dazu auch Abschnitt 1.4.2.3)

Der Einsatz in nahinfraroten Wellenlängenbereich erfordert die Kühlung auf kryogene Temperaturen, was den Einsatz von entsprechenden Kühl- und Vakuum-Techniken erfordert. Die Spektrometeroptik wird daher mit Ausnahme des Bildzerlegers auf 77 K, die Temperatur von Flüssigstickstoff, gekühlt.

1.3.2.2 Das Nyquist-Theorem

Der im 3D-Spektrometer eingesetzte Detektor ist, wie allgemein in der astronomischen Forschung üblich, eine zweidimensionale Matrix aus gleichgroßen, quadratischen Pixeln, welche bündig aneinandergereiht sind. Dadurch wird jede räumliche oder spektrale Struktur in äquidistanten Schritten abgetastet. Damit diese aus den so durchgeführten Messungen wieder korrekt reproduziert werden kann, muß die Abtastrate den Objektstrukturen angepaßt sein. Ein einfaches und doch sehr klares Beispiel liefert eine Sinusfunktion. Wird diese mit einer Schrittweite, die größer als die halbe Periode ist, abgetastet, so kann aus den Meßpunkten die ursprüngliche Funktion nicht mehr richtig wiederhergestellt werden. Das Ergebnis weist vielmehr eine größere Periodizität auf. Dieser Effekt ist als Aliasing bekannt. Eine Hilfe, die

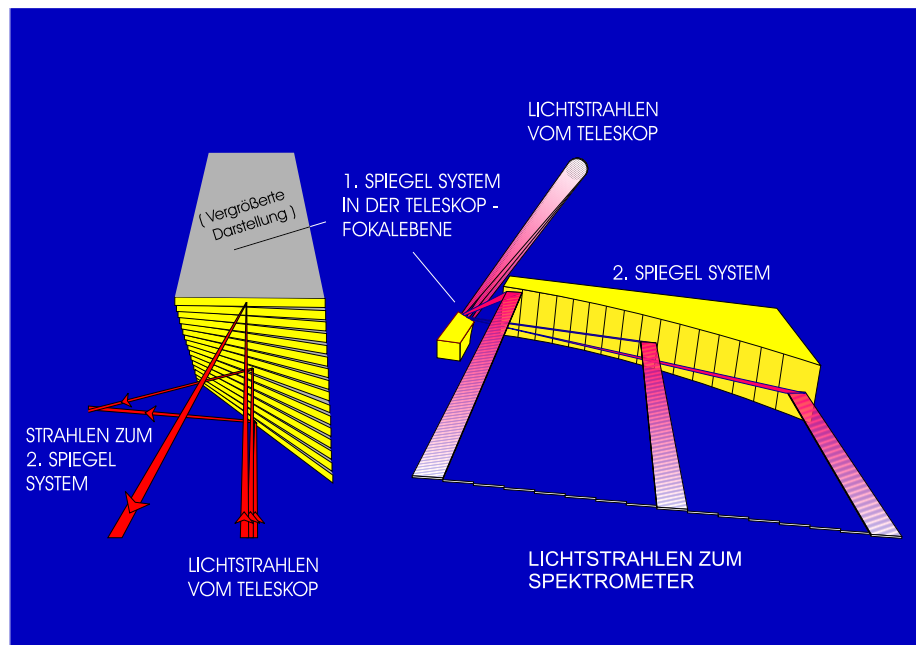


Abbildung 1.4: Darstellung des Bildzerlegers und die Erzeugung des Langspaltes. Im linken Teil des Bildes ist das erste Spiegel-System noch einmal vergrößert dargestellt.

richtige Abtastrate zu finden, gibt das sogenannte Nyquist-Theorem, welches lautet:

Sei $f(q)$ eine Funktion der generalisierten Koordinate q , die ein bandbegrenztes Frequenzspektrum $F(k_q)$ mit $F(k_q) = 0$ für $k_q \geq k_q^{max}$ besitze. Dann kann diese aus Meßpunkten, welche in Abstand $\Delta \leq \pi/k_q^{max}$ genommen worden sind, wieder reproduziert werden.

Die kleinste, nach den Nyquist-Theorem mögliche Abtastrate wird Nyquist-Rate genannt. Der damit verknüpfte maximal zulässige Abstand lautet $\Delta = \pi/k_q^{max}$.

1.3.2.3 Der Bildzerleger

Der Bildzerleger besteht aus zwei Spiegel-Systemen, welche aus jeweils sechszehn goldbeschichteten flachen Spiegeln bestehen. Das erste zerlegt das ausgewählte Blickfeld in sechszehn Streifen. Es besteht aus einem Satz aus übereinandergestapelten rechteckigen Spiegeln mit einer Länge von 6.4 mm und einer Breite von 0.4 mm, welche gegeneinander um ihre Breitenachse um Winkel von 1.5 bis 3.5 Grad gedreht sind. Im linken Teil der Abbildung 1.4 ist dieser Aufbau graphisch dargestellt. Die zweite Komponente ordnet die sechszehn Streifen in einen langen Spalt an. Dies geschieht mittels Spiegeln, welche entlang einer hyperbolischen Linie angeordnet sind. Der rechte Teil des Bildes 1.4 illustriert diese Technik noch einmal. Der Bildzerleger und die Spektrometeroptik sind derart konzipiert, daß die Breite des Spaltes genau der Seitenlänge eines Detektorelementes entspricht, wobei die intrinsische instrumentelle Pixelskala $0''.5 / \text{Pixel}$ entspricht. Die sechszehn Streifen des Spaltes werden durch die Pixelelemente wiederum in sechszehn Bereiche unterteilt. In der Konsequenz bedeutet dies, daß das zweidimensionale Blickfeld, welches mit dem 3D-Spektrometer beobachtet wird, durch die Spiegelemente des Bildzerlegers

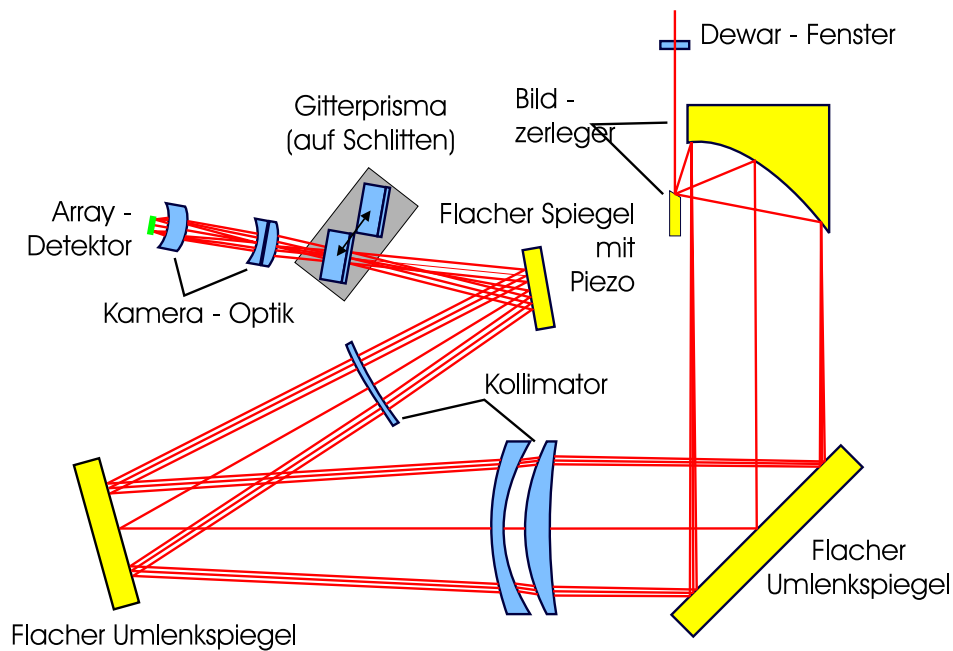


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der 3D-Spektrographenoptik einschließlich des Bildzerlegers

in der einen räumlichen Dimension in sechszehn Auflösungselemente unterteilt wird, wohingegen die Pixel der Detektormatrix die Unterteilung in sechszehn Bereiche in der anderen räumlichen Richtung vornehmen. Somit werden die 256 Pixel der Spatialachse der Detektorebene optimal ausgenutzt. Da das durchschnittliche Seeing eine Punktquelle am Himmel auf einen Durchmesser von ca. $1''0$ verbreitert, werden bei einer intrinsischen Pixelskala von $0''5$ beide räumlichen Dimensionen gemäß dem Nyquist-Kriterium abgetastet, so daß keine Aliasing-Effekte auftreten. Der spektrale Inhalt des aufgenommenen Bildes wird auf die 256 Pixel der Wellenlängendimension des Detektors verteilt. Die Punktantwort in spektraler Richtung ist unabhängig von der aktuellen Seeing-Situation und von dem Spektrometer vorgeschalteten Voroptiken. Sie wird allein durch das Instrument bestimmt und besitzt die Breite von einem Detektorelement. Es ist in diesem Falle das Nyquist-Kriterium nicht mehr erfüllt und hat Aliasing-Effekte in der spektralen Richtung zur Folge. Um die Abtastrate zu erhöhen, wird deshalb jede Aufnahme noch einmal wiederholt, wobei aber zuvor das Spektrum um eine halbe Pixellänge verschoben worden ist. Damit wird dann das Nyquist-Kriterium erfüllt und es kommt zu keiner Verfälschung der aufgenommenen Spektren. Zu diesem Zweck wird in der Spektrographenoptik, welche im folgenden Abschnitt noch genauer beschrieben wird, ein flacher Umlenkspiegel in der spektralen Dispersionsrichtung unter Verwendung eines elektronisch steuerbaren Piezokristalles entsprechend verkippt.

1.3.2.4 Die Spektrographenoptik

Der Aufbau der Optik des 3D-Spektrometers läßt sich in drei Teile untergliedern. Dies sind der Kollimator, das dispersive Element sowie die Kamera. Diese Komponenten sollen im nachfolgenden kurz angesprochen und erläutert werden. In Abbildung 1.5 ist das optische Design von 3D und seine Position zum Bildzerleger schematisch dargestellt. Der Kollimator ist aus einer Bariumfluorid-Linse und zwei Kalziumfluorid-Linsen zusammengesetzt, welche mit einer

Nr.	Grism	Wellenlängenbereich	λ_{Blaze}	m	Auflösung
1	K_{low}	1.94 - 2.41 μm	2.17 μm	2	1100
2	H_{low}	1.48 - 1.78 μm	1.63 μm	3	1000
3	K_{short}	1.95 - 2.18 μm	2.06 μm	2	2100
4	K_{long}	2.15 - 2.43 μm	2.29 μm	2	2100
5	H_{high}	1.55 - 1.75 μm	1.65 μm	3	2100

Tabelle 1.2: Spezifikationen der im 3D-Spektrometer verwendeten Gitterprismen

mehrlagigen Antireflexionsbeschichtung versehen sind, um optimale Transmission im NIR zu ermöglichen. Der kollimierte Strahl wird durch einen flachen Umlenkspiegel gefaltet. An diesem befindet sich das Piezoelement, welches den Spiegel in der spektralen Dispersionsrichtung derart verkippt, daß das auf dem Detektor entstandene Bild entlang der Wellenlängenchse um ein halbes Detektorelement verschoben wird.

Das dispersive Element ist als Transmissionsgitter in Form eines Gitterprismas aus Thalliumbromiodid (KRS 5) realisiert worden. Der Einsatz solcher transmissiver Dispersionselemente ermöglicht es, das Spektrometer in der Littrow - Konfiguration zu betreiben, welche einen platzgünstigen kompakten Aufbau zuläßt. Diese Eigenschaft ist für ein Instrument, mit welchem an mehreren Teleskopen Beobachtungsläufe durchgeführt werden können und somit häufiger Transporte bewältigt werden müssen, von erheblichen Vorteil. Für Beobachtungen mit dem 3D - Spektrometer stehen insgesamt fünf verschiedene Transmissionsgitter für das H- und K-Band mit spektralen Auflösungen von 1000 oder 2000 zur Verfügung, wobei das Instrument den gleichzeitigen Einsatz von zwei Gittern vorsieht. Diese werden auf einen fernsteuerbaren fahrbaren Schlitten monitiert und können so abwechselnd in den Strahlverlauf gefahren werden. Die Spezifikationen der fünf Gitterprismen sind in Tabelle 1.2 aufgeführt. Das unter Nummer fünf aufgeführte Gitter wurde erst im Rahmen dieser Promotionsarbeit konzipiert und zu den bereits bestehenden hinzugefügt. Eine detaillierte Beschreibung dieser Weiterentwicklung findet sich in Abschnitt 1.3.3. Die Kameraoptik ist eine Kombination aus einer Kalziumfluorid - und zwei Linsen aus multispektralem Zinksulfid, welche wieder mit einer mehrlagigen Antireflexbeschichtung versehen sind.

1.3.3 Das hochauflösende H - Band - Gitterprisma

1.3.3.1 Wissenschaftliche Motivation für hochauflösende Spektroskopie im H-Band

Mit der Implementierung eines Gitterprismas für astronomische Beobachtungen in H - Band bei einer spektralen Auflösung von $R = 2000$ werden die wissenschaftlichen Einsatzmöglichkeiten des 3D - Spektrometers um eine Reihe wichtiger und interessanter Bereiche erweitert, von denen einige im nachfolgenden kurz angesprochen sein mögen.

- Eine spektrale Auflösung von $R = 2000$ gestattet es bereits, die Profilstruktur, d. h. die Linienform und die Linienbreite der einzelnen Übergänge im H-Band aufzulösen. Damit können weitere Erkenntnisse über die stellaren kinematischen Prozesse in Galaxien gewonnen. Speziell ist hier der CO $v = 3 - 6$ Absorptions-Bandenkopf bei 1.6189 μm Ruhewel-

lenlänge von Interesse, da bei dieser im Gegensatz zu den CO-Übergängen im langwelligen Bereich des K - Bandes die Äquivalentbreite nicht durch Kontinuumsmission von heißen Staub vermindert werden.

- Die Profilstruktur von Übergängen kann jedoch auch zur Untersuchung von gaskinematischen Vorgängen in Galaxien verwendet werden. Hierbei eignen sich besonders gut die FeII- Emissionslinie bei $1.6440 \mu\text{m}$ Ruhewellenlänge.
- Die Linien von Objekten mit hoher Rotverschiebung, deren Ruhewellenlängen in den optischen Bereich oder in das G- oder das J-Band fallen, können in H-Band mit einer spektralen Auflösung von $R = 2000$ bereits aufgelöst werden.
- Die Beobachtungen im H-Band mit $R = 2000$ dienen auch als Probelaufe für spätere Einsätze von abbildenden NIR-Spektrographen mit noch höheren spektralen Auflösungen, wie SPIFFI und SINFONI (Tecza et al. 1998 [66, 67], Tecza 1999 [65], Thatte et al. 1998 [69]). Es sollen hierbei Erfahrungen darüber gewonnen werden, inwieweit das Hintergrundrauschen im H-Band durch das gezielte Ausblenden derjenigen Spektralbereiche, welche durch atmosphärische OH-Linien dominiert sind, reduziert werden kann.
- Die im H-Band vorkommenden H_2 -Emissionslinien von galaktischen Objekten wie Gaswolken um T Tauri- und Herbig Ae/Be- Sternen, Choquewellen in Gasen von Sternentstehungsgebieten sowie Gasausflüsse von jungen Sternen erlauben eine Analyse der dort vorherrschenden Anregungsmechanismen.
- Junge Sterne mit kleinen und mittleren Massen senden Wasserstoff ionisierende Photonen aus, wohingegen bei ihren massereichen Gegenstücken auch eine Helium-Ionisation möglich ist. Die Frage nach der oberen Massengrenze bei der Sternentstehung, bzw. der daraus resultierenden maximal möglichen Masse von Sternen kann damit durch Beobachtung der Emissionslinien von Helium bei $1.6923 \mu\text{m}$ sowie von atomaren Wasserstoff in Sternentstehungsgebieten (SFR) behandelt werden. Das Verhältnis der He- zu den H-Linien gibt Aufschluß über die Anzahl der He-ionisierenden Photonen und infolgedessen auch über das Verhalten der ursprünglichen Massenfunktion (IMF) an ihrem oberen Ende. Die He-Linie im H-Band bei $1.6923 \mu\text{m}$ besitzt gegenüber der Linie im K-Band bei $2.1891 \mu\text{m}$ den Vorteil, daß sie frei von Einflüssen durch Kollisionsstöße ist, und somit eine korrekte Bestimmung der Anzahl der He-ionisierenden Photonen möglich ist.

1.3.3.2 Gittergleichung und Winkelauflösung

Die Beugung an einem Gitterprisma wird durch die Gittergleichung beschrieben, welche lautet:

$$m\lambda = (ng \sin \alpha) - (g \sin \beta) \quad (1.13)$$

hierbei ist

m die Beugungsordnung, welche eine ganze Zahl ist,

λ die Wellenlänge,

n der Brechungsindex des Gitterprismas,

g die Breite der Gitterfurchen,

α der Einfallswinkel der Strahlen und β der Ausfallswinkel bezüglich der Gitternormalen.

Das 3D - Spektrometer ist derart konzipiert, daß der Einfallswinkel α gleich dem Prismenwinkel ϕ ist.

Diejenige Wellenlänge, welche ohne Richtungsänderung durch das Gitterprisma hindurchtritt, ist die sogenannte Blaze - Wellenlänge λ_0 , für welche gilt:

$$\beta = \alpha = \phi \quad (1.14)$$

Die Gittergleichung 1.13 kann dann umformuliert werden zu:

$$m\lambda_0 = (n-1)g \sin \phi \quad (1.15)$$

Bildet man von Gleichung 1.13 den Differenzialquotienten $\frac{d\beta}{d\lambda}$ so erhält man die Winkelauflösung des Gitterprismas, welche lautet:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{g \cos \beta} \quad (1.16)$$

Löst man Gleichung 1.15 nach m auf und setzt diese in 1.16 ein, so nimmt die Winkelauflösung folgende Form an:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{(n-1) \sin \phi}{\lambda_0 \cos \beta} \quad (1.17)$$

$$\approx \frac{(n-1)}{\lambda_0} \tan \phi \quad (1.18)$$

1.3.3.3 Das spektrale Auflösungsvermögen von 3D

Das spektrale Auflösungsvermögen von 3D wird durch drei instrumentelle Eigenschaften begrenzt. Diese sind erstens die Breite des Eingangsspalt, zweitens die Größe des Beugungsbildes, erzeugt durch die Aperturblende in der Pupillenebene des Instrumentes und schließlich die Breite eines Detektorelementes. Die resultierende Auflösung des Instrumentes kommt dann durch die Konvolution der drei Beiträge zustande

Die durch den Eintrittsspalt bestimmte Auflösung R_S kann wie folgt hergeleitet werden. Es wird zunächst von dem Zusammenhang

$$R_S = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (1.19)$$

ausgegangen, wobei λ_0 die Blazewellenlänge ist. Die lineare Dispersion lautet unter Verwendung von Gleichung 1.18 für die Winkeldispersion:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\lambda} &= f_{cam} \frac{d\beta}{d\lambda} \\ &= f_{cam} \frac{(n-1)}{\lambda_0} \tan \phi \end{aligned} \quad (1.20)$$

mit f_{cam} als Brennweite der Kamera.

Durch Integration dieser Gleichung ist es zulässig zu schreiben:

$$\frac{\omega'}{\Delta\lambda} = f_{cam} \frac{(n-1)}{\lambda_0} \tan \phi \quad (1.21)$$

wobei ω' die Breite des Bildes des Eingangsspalt auf der Detektorebene ist, das bestimmt werden kann aus:

$$\omega' = \omega \frac{f_{cam}}{f_{coll}} \quad (1.22)$$

mit ω als Eingangsspaltbreite und f_{coll} als Brennweite des Kollimators.

Werden nun die Gleichungen 1.20 und 1.22 in 1.19 eingesetzt, so erhält man:

$$R_S = \frac{\lambda_0 f_{cam}}{\omega'} \frac{(n-1)}{\lambda_0} \tan \phi \quad (1.23)$$

$$= \frac{f_{coll}}{\omega} (n-1) \tan \phi \quad (1.24)$$

Um die maximale Auflösung, welche durch die Beugung an der Aperturblende möglich ist, berechnen zu können, ist es zunächst notwendig, die Intensitätsverteilung des Beugungsmusters zu betrachten. In diesem Falle wird diese durch die Airy-Funktion beschrieben, da die Blende eine kreisförmige Form besitzt. Die Intensitätsverteilung lautet damit:

$$I(\theta) = I(0) \left\{ \frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right\}^2 \quad (1.25)$$

Es ist in diesem Zusammenhang J_1 die Bessel-Funktion erster Ordnung, k die Wellenzahl mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und a der Radius der Aperturblende. Für den Winkel θ läßt sich im Falle kleiner Winkel näherungsweise schreiben:

$$\sin \theta \approx \frac{y}{f_{cam}} \quad (1.26)$$

Der Radius der instrumentellen Punktantwort, d. h. des Airy-Scheibchens, ist durch den Abstand der ersten Nullstelle von Gleichung 1.25 vom zentralen Maximum definiert. Die Bessel-Funktion liefert dann als Wert für den Radius in Falle der Blase-Wellenlänge λ_0 :

$$\begin{aligned} 3.83 &= ka \sin \theta \\ &= a \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{y}{f_{cam}} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Dies kann man umformulieren zu

$$y = 1.22 \lambda_0 \frac{f_{cam}}{2a} \quad (1.28)$$

Der Durchmesser $2a$ der Aperturblende hängt mit dem Durchmesser der beleuchteten Gitterfläche $2a'$ sowie der Anzahl der beleuchteten Gitterfurchen zusammen wie folgt:

$$\begin{aligned} 2a &= 2a' \cos \phi \\ &= Ng \cos \phi \end{aligned} \quad (1.29)$$

Hierbei sind ϕ der Prismenwinkel und g die Breite der Gitterfurchen. Setzt man dies in Gleichung 1.28 ein, so erhält man:

$$y = 1.22 \lambda_0 \frac{f_{cam}}{Ng \cos \phi} \quad (1.30)$$

Um nun einen Ausdruck für den durch die Beugung an der Aperturblende beeinflussten Teil der Auflösung zu erhalten, wird wieder eine Integration der linearen Dispersionsgleichung durchgeführt, wobei in diesem Falle die Zusammenhänge 1.16 und 1.14 für die Winkeldispersion verwendet werden:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{d\lambda} &= f_{cam} \frac{d\beta}{d\lambda} \\ &= f_{cam} \frac{m}{g \cos \phi} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Dabei wird anstatt über die Breite des Bildes des Spaltes auf den Detektor über den Radius der Airy-Scheibe integriert, da nach dem Rayleigh-Kriterium zwei Punkte dann noch als aufgelöst gelten, wenn der Abstand der entsprechenden instrumentellen Punktantworten mindestens gleich ihrem Radius ist. Dieser Rechenschritt liefert dann:

$$\frac{y}{\Delta\lambda} = f_{cam} \frac{m}{g \cos \phi} \quad (1.32)$$

Werden nun die Gleichungen 1.32 und 1.30 mit 1.19 kombiniert, so ergibt sich schließlich für die beugungslimitierte Auflösung:

$$R_B = \frac{1}{1.22} N m \quad (1.33)$$

Da die Anzahl der beleuchteten Gitterfurchen N mit der Furchenbreite g über Gleichung 1.29 und die Beugungsordnung m mit g über die Gittergleichung in der Form 1.15 zusammenhängen, sind daher N und m keine voneinander unabhängigen Größen. Setzt man 1.29 und 1.15 in Gleichung 1.33 ein, so erhält man:

$$R_B = \frac{2a(n-1)}{1.22\lambda_0} \tan \phi \quad (1.34)$$

Als Drittes soll nun die durch die Pixelgröße des Detektors begrenzte Auflösung untersucht werden. Zu diesem Zweck ist es sinnvoll, eine Integration der Gleichung 1.20 durchzuführen, wobei anstelle der Breite des Eingangsspaltbildes ω' die Pixelbreite η verwendet wird. Analog zu 1.21 erhält man dann:

$$\frac{b}{\Delta\lambda} = f_{cam} \frac{(n-1)}{\lambda_0} \tan \phi \quad (1.35)$$

Aufgrund des Designs der Spektrometeroptik ist jedoch ω' gleich der Pixelbreite b , so daß sich bei der vollständigen Ausführung der Rechnung für die detektorbegrenzte Auflösung der gleiche Ausdruck wie der für den spaltbegrenzten Anteil ergibt, welcher in Gleichung 1.24 dargestellt ist.

1.3.3.4 Die Parameter des hochauflösenden H - Band - Gitterprismas

Die geforderte spektrale Gesamtauflösung, welche mit der Verwendung des hochauflösenden H - Band - Gitterprismas erreicht werden soll, beträgt 2000. Bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 1.648 \mu\text{m}$ ergibt sich bei Verwendung der Beziehung

$$R = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (1.36)$$

für $\Delta\lambda$ ein Wert von 0.82 nm. Dies bedeutet, daß nach dem Rayleigh-Kriterium zwei Linien, welche bei dieser Wellenlängendifferenz auseinanderliegen, noch als aufgelöst gelten. Konsequenterweise darf der Wellenlängenverschiebung auf einem spektralen Pixel diesen Wert nicht überschreiten. Da die Detektormatrix des 3D-Spektrometers 256 spektrale Pixel zur Verfügung stellt, ist der maximal mögliche abdeckbare Wellenlängenbereich ca. $0.2 \mu\text{m}$. Das H-Band erstreckt sich jedoch von ca. 1.45 bis $1.8 \mu\text{m}$, also über einen Bereich von ca. $0.35 \mu\text{m}$. Es kann also bei Verwendung nur eines hochauflösenden H-Band-Gitters nicht der ganze Wellenlängenbereich abgedeckt werden. Es mußte somit derjenige Teil ausgewählt werden, welche die wissenschaftlich interessantesten Linien enthält. Da für die bereits in Abschnitt 1.3.3.1 angesprochenen Forschungsbereiche die Beobachtung des CO-Absorptions-Bandenkopfes sowie der FeII-Linien wichtig ist, wurde der zu beobachtende Wellenlängenbereich von $1.55 \mu\text{m}$ bis $1.75 \mu\text{m}$ festgelegt. Zusätzlich existierten noch einige herstellungsbedingte Randbedingungen und Einschränkungen aus technischen Gründen.

Hochauflösendes H - Band - Gitterprisma	
Material	einkristallines Thalliumbromiodid (KRS 5)
Blaze - Wellenlänge	1.648 μm
Furchendichte	182 Furchen / mm
Prismenwinkel	$40^\circ \pm 0.1^\circ$
Blazewinkel	$40^\circ \pm 0.3^\circ$
Beugungsordnung	3
Gitterfeld	$37 \times 32 \text{ mm}^2$
Restreflektivität nach AR - Beschichtung an der Eingangsfläche	0.5 % bei 1.648 μm

Tabelle 1.3: Parameter des hochauflösenden H - Band - Gitterprismas

- Die möglichen Werte für die Gitterkonstante sind beschränkt auf $\frac{651}{n}$ Linien pro Millimeter, wobei n eine positive natürliche Zahl größer als Null ist.
- Der maximal mögliche Wert für den Prismenwinkel ist 40° .
- Als Material für das Gitterprisma sollte möglichst einkristallines Thalliumbromiodid (KRS 5) verwendet werden, da dessen relativ weiche Eigenschaften es gestatten, Furchen mit einer guten Qualität in das Material einzuritzen, um so eine hohe Gittereffizienz zu erzielen. Die Alternative, die Gitterstruktur in eine auf einen Kristallkörper aufgebrachte Harzschicht einzuprägen, wurde verworfen, da dies zusätzliche Reflexionsverluste an der Grenzschicht zwischen Harz und Kristall verursachen würde. Für nähere Ausführungen zu diesem Thema siehe auch Weitzel 1994 [74].
- Die maximale Größe des Prismenkörpers darf, da er in ein bereits bestehendes Gerät eingebaut werden soll, aus konstruktionsbedingten Gründen die Maße 32.65 mm in der Höhe, 27.40 mm in der Breite sowie 38.00 mm in der Tiefe nicht überschreiten.

Aus diesen Randbedingungen sowie denjenigen für den gewünschten Wellenlängenbereich ergeben sich unter Anwendung der Gleichungen für Transmissionsgitter und spektraler Auflösung folgende, in Tabelle 1.3 aufgeführte Parameter für das hochauflösende Gitterprisma.

1.3.4 Instrumentelle Beugungseffekte und die Wahl der Vergrößerungsmaßstäbe

Das Betreiben von Spektroskopie unter räumlichen Auflösungen, welche an die Beugungsgrenze des verwendeten Teleskopes heranreichen, hat die Beachtung einiger instrumentell bedingter Beugungseffekte zur Folge, da ansonsten die Qualität der erhaltenen wissenschaftlichen Daten erheblich geschmälert werden würde.

Die von einem Teleskop mit einem Primärspiegel mit dem Durchmesser D erzeugte Punktverwaschungsfunktion (PSF) entspricht nahezu dem Beugungsbild, welches von einer punktförmigen Quelle erzeugt wird. Vernachlässigt man die durch den Sekundärspiegel verursachten zentralen Abschattungseffekte, so besitzt dieses bei einer Wellenlänge λ ein zentrales Airy-Scheibchen, dessen FWHM nach der Formel

$$\theta = \frac{\lambda}{D} \quad (1.37)$$

H-Band		K-Band	
λ in μm	θ	λ in μm	θ
1.48	0''09	1.95	0''11
1.63	0''10	2.20	0''13
1.78	0''11	2.45	0''15

Tabelle 1.4: FWHM von zentralen Airy-Scheiben bei einem 3.5m-Teleskop (ohne zentrale Abschattung) berechnet für NIR-Wellenlängen in Bogensekunden

berechnet werden kann. In Tabelle 1.4 sind einige dieser Werte für ein 3.5m-Teleskop (ohne zentrale Abschattung) und Wellenlängen im NIR-Bereich aufgelistet. Gemäß dem Kriterium Lord Rayleighs gelten zwei Punktquellen (hier Sterne) als gerade noch aufgelöst, wenn das Zentrum der Airy-Scheibe der ersten Quelle in das erste Intensitätsminimum des Beugungsmusters der anderen fällt. Die dazugehörigen Winkeldistanzen entsprechen für die jeweiligen Wellenlängen denen in Tabelle 1.4, multipliziert mit dem Faktor 1.22. Somit erscheint nach dem Nyquist-Theorem (siehe dazu auch Abschnitt 1.3.2.2) eine Eingangsspaltbreite für das 3D-Spektrometer von 0''045 im H-Band und von 0''065 im K-Band als vernünftige Lösung zum Abtasten der PSF und zum Erhalt des vom Teleskop erzeugten Auflösungsvermögens. Nach dem Gesetzen der geometrischen Optik resultiert dies in der Erzeugung extrem langsamer Strahlenbündel mit Öffnungszahlen von $f/310$. Zum Vergleich sei der $f/45$ -Strahl bei der intrinsischen Pixelskala von 0''5 vergegenwärtigt. Jetzt liegt jedoch die Spaltbreite im Bereich der FWHM der PSF, so daß die Effekte, die durch die Beugung des Lichtes am Eintrittsspalt entstehen, nicht mehr vernachlässigt werden können. Somit besitzt das hinter dem Spektrometerspalt erzeugte Strahlenbündel nicht mehr das durch die geometrische Optik festgelegte Öffnungsverhältnis von $f/310$, sondern divergiert jetzt schneller in der senkrechten Richtung zum Eingangsspalt, ist jedoch auch zugleich dort nicht mehr scharf definiert. Eine analoge Situation trifft für die Pupille des Spektrometers an dessen Gitterpisma zu. Nach den Regeln der geometrischen Optik entspräche ihre Form derjenigen einer Kreisfläche mit einem Durchmesser von 2.3 mm. Die durch sie hindurchtretenden Strahlen füllen aber in der Richtung senkrecht zum Spalt eine größere Fläche aus. Auch ist das Intensitätsprofil in der Pupillenebene nun ebenfalls ausgewaschen. Dieses wird bestimmt durch die Fouriertransformation aus dem Produkt der Spaltfunktion, die als Rechteckfunktion angesetzt werden kann, und der vom Teleskop erzeugten Beugungsfunktion, die durch eine Sinc-Funktion repräsentiert wird. Eine vernünftige Definition einer effektiven Pupillenbreite senkrecht zur Spaltrichtung kann durch die Forderung, daß neunzig Prozent des einfallenden Lichtes innerhalb der dadurch bestimmten Pupillenfläche vereinigt sind, vorgenommen werden. In der Abbildung 1.6 sind das effektive Öffnungsverhältnis (oben) und der Durchmesser der Spektrometerpupille (unten) als Funktion der Eingangsspaltbreite aufgetragen. Es zeigt sich, daß wenn die Spaltbreite groß im Vergleich zur FWHM der PSF (ca. 0''10 im H- und 0''13 im K-Band) ist, die effektiven Werte noch denjenigen, welche mit den Gesetzen der geometrischen Optik berechnet worden sind, d.h. $f/310$ bzw. 2.3 mm, entsprechen. Wenn die PSF hingegen mit der Nyquist-Rate abgetastet wird, so besitzen die Beugungseffekte bereits einen erheblichen Einfluß. Der effektive Pupillendurchmesser beträgt dann ca. 7.5 mm für das H- und das K-Band. Dem korrespondiert ein entsprechendes Öffnungszahlverhältnis von $f/90$. Aus den soeben angestellten Betrachtungen ist zu schließen, daß bei der Festlegung der Größe der Aperturen aller optischen Elemente in der Spektrometeroptik die Auswirkungen der

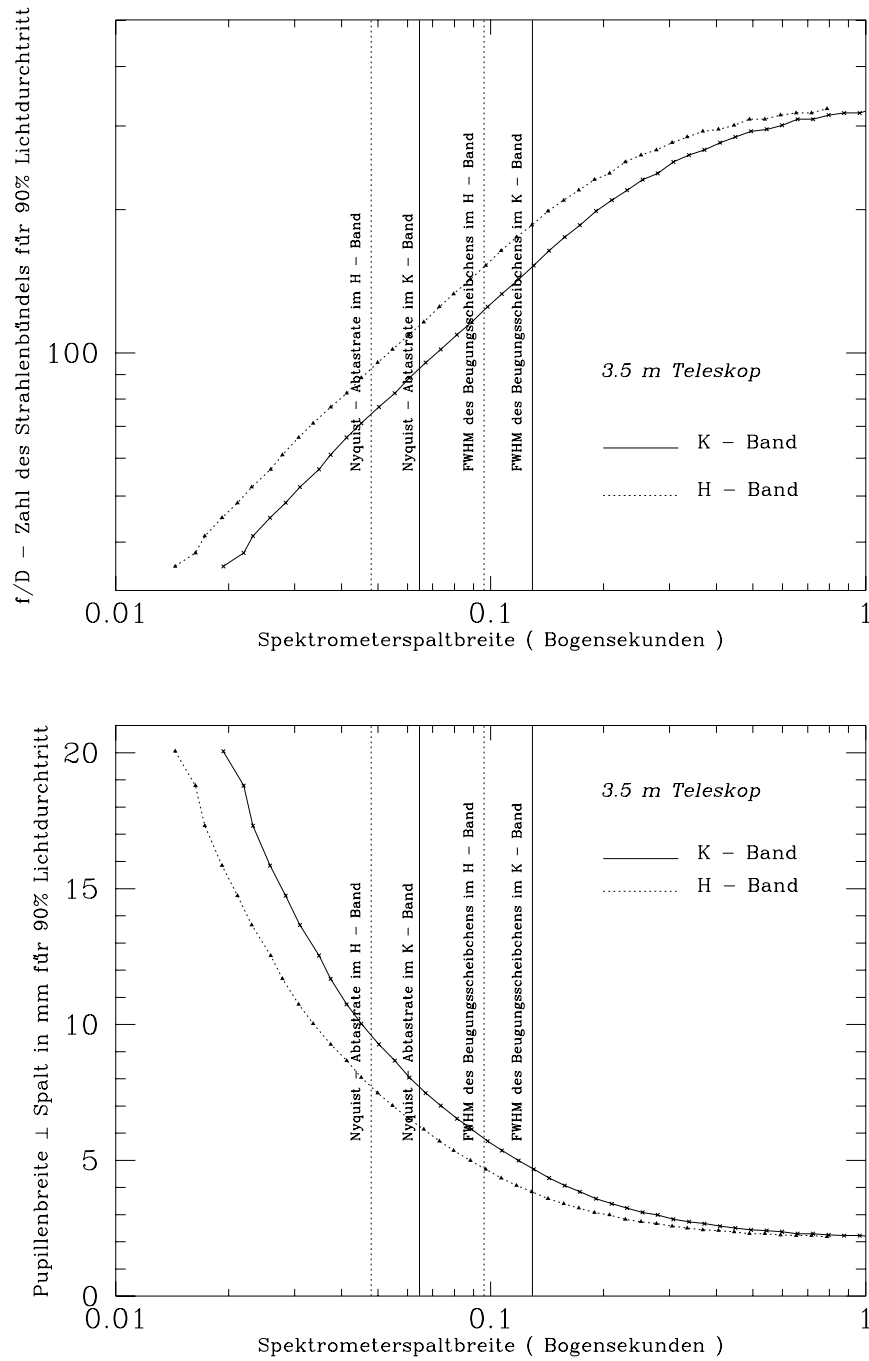


Abbildung 1.6: Verhalten von Öffnungsverhältnis (oben) und Pupillenbreite senkrecht zum Spalt (unten) als Funktion der Spaltbreite, berechnet für neunzigprozentigen Lichtdurchtritt

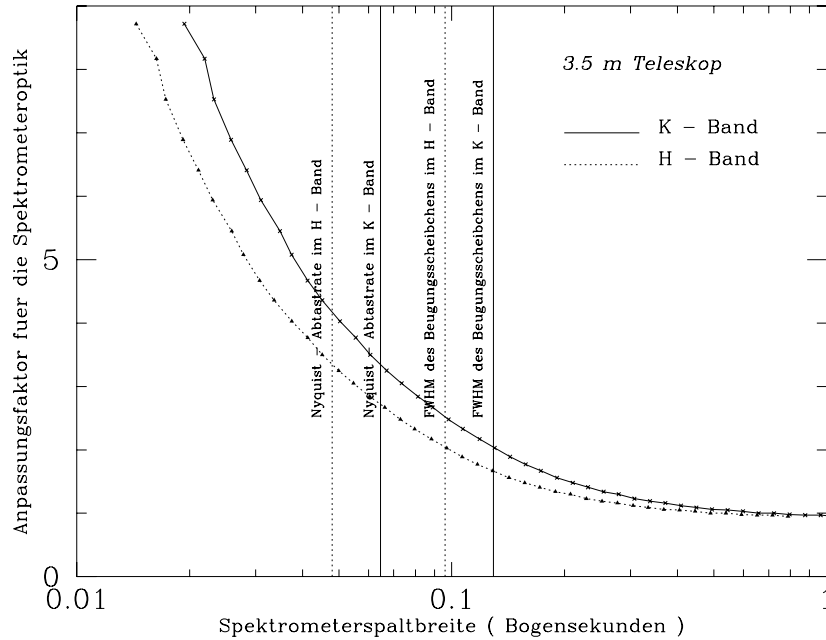


Abbildung 1.7: Verhalten des Anpassungsfaktors für die Spektrometeroptik als Funktion der Spaltbreite, berechnet für neunzigprozentigen Lichtdurchtritt

Beugungseffekte mitzuberücksichtigen sind, da ansonsten Lichtverluste auftreten. In Abbildung 1.7 ist der Anpassungsfaktor, mit welchem die Aperturen, wenn sie mit Hilfe der geometrischen Optik hergeleitet worden sind, multipliziert werden müssen, um Vignettierung zu vermeiden, als Funktion der Eingangsspaltbreite dargestellt. Da die 3D-Spektrometeroptik für der Durchtritt von Strahlenbündeln mit einem maximalen Öffnungsverhältnis von $f/45$ ausgelegt ist, sind die Aperturen ihrer Elemente ungefähr doppelt so groß wie gefordert, so daß im Rahmen der experimentellen Vorgaben von dieser Seite keine Einschränkungen vorliegen.

Eine Pixelskala von ca. $0''.065$ resultiert in einem extrem kleinen quadratischen Blickfeld mit ca. einer Bogensekunde Seitenlänge. Dies bedeutet, daß es extrem schwierig und damit zeitaufwendig sein kann, das zu beobachtende Objekt mit dem Instrument einzufangen. Besitzt es zudem nur eine schwache Leuchtkraft, so kann erst nur nach Durchführung einer längeren Integration festgestellt werden, ob es sich im Blickfeld befindet und dort zudem richtig zentriert ist. Deshalb erscheint es wünschenswert, wenn das Spektrometer noch mit einer größeren Pixelskala betrieben werden kann, so daß das Auffinden von Objekten erleichtert wird. Diese sollte es auch im Falle sich plötzlich deutlich verschlechternder Seeing-Bedingungen und der damit verbundenen eingeschränkten Wirksamkeit von AO-Korrekturen ermöglichen, die Beobachtungen unter vernünftigen Randbedingungen fortzusetzen. Anderenfalls würde man beispielsweise bei 1.2 Bogensekunden Seeing und einem Blickfeld von $1''.0$ Seitenlänge ja nur noch Teile der Seeingscheibe observieren. Konsequenterweise muß die Instrumentierung einem Wechsel des Vergrößerungsmaßstabes während einer Beobachtung zulassen. Dies zieht die instantane Angleichung der in der Pupillenebene des Spektrometers angebrachten Kaltblende nach sich, um einerseits keine zusätzliche thermische Emission aufzunehmen oder aber Vignettierung zu vermeiden. Es ist diese jedoch in einem evakuierten und auf eine Temperatur von 77 K gekühlten Dewar untergebracht. Ein nachträglicher Einbau eines motorgetriebenen, ferngesteuerten Blenden-Wechselmechanismus

erschien nicht attraktiv, da dies aufwendige Umbauten im 3D-Spektrometer erfordert hätte. Deshalb wurde die Kaltblende auf die größere der beiden Pixelskalen angepaßt und im Falle des Umschaltens auf die kleinere eine zweite peltier-gekühlte Blende in eine zusätzliche, vor dem Instrument erzeugte Pupillenebene eingesetzt. Die Peltier-Technik wurde deshalb verwendet, da sie ein relativ einfach zu handhabendes Mittel darstellt, welches sich auch in platzsparende Instrumentierung leicht integrieren läßt. Der Nachteil ist, daß handelsübliche Peltier-Elemente mit geringen physischen Ausmaßen auch eine begrenzte Leistungsfähigkeit besitzen. Somit sollte die Fläche der gekühlten Blende demnach weitgehend gering sein, um eine tiefstmögliche Endtemperatur zu erreichen. Da diese aber umso mehr zunimmt, je weiter die Pixelskalen auseinanderliegen, da sie aus der Differenz der beiden entsprechenden Pupillenebenen hervorgeht, ist eine Kompromißlösung erforderlich. So wurde schließlich der kleine Vergrößerungsmaßstab zu $0''.7$ / Pixel und der große zu $0''.25$ / Pixel festgelegt. Dabei ist auch die Tatsache berücksichtigt worden, das zu dem gegenwärtigen Stand der Technik die AO-Systeme ihre beste Wirksamkeit im K-Band entfalten, so daß die Qualität der dort gewonnenen Daten diejenige für das H-Band übertrifft. Die Gewährleistung einer Nyquist-Rate im K-Band besitzt somit eine höhere Priorität, um eine korrekte Dekonvolution der Messungen durchführen zu können. Die dabei in Kauf genommene Ungenauigkeiten von H-Band-Daten fällt hingegen nicht so stark ins Gewicht. Das Öffnungsverhältnis des Strahlenbündels bei der Pixelskala von $0''.25$ beträgt ca. $f/90$ und der Durchmesser der Spektrometer-Pupille ca. 8 mm, was deren effektiver Breite senkrecht zum Spalt bei $0''.07$ entspricht. Die durch die beleuchtete Gitterfläche resultierende beugungslimitierte Auflösung berechnet sich dann nach Gleichung 1.33, welche lautet

$$R_B = \frac{1}{1.22} Nm \quad (1.38)$$

Daraus ergibt sich dann ein Wert für R_B von ca 1800.

Mit dieser soeben diskuierten Konstruktion ist möglich, einerseits alle thermische Strahlung von der Detektorfläche abzublocken, andererseits nahezu alle vom beobachteten Objekt ausgesandte Intensität zu transmittieren und die spektrale Auflösung nicht zu vermindern.

1.4 Das Aperture Interchange Module AIM

1.4.1 Beobachtungstechnik

Der Einsatz des abbildenden Nahinfrarotspektrographen 3D in Kombination mit dem adaptiven Optik-System ALFA am 3.5m-Teleskop auf dem Calar Alto erfordert eine spezielle Beobachtungstechnik, um die zur Verfügung stehende begrenzte Beobachtungszeit optimal auszunutzen. Das 3D-Spektrometer verfügt nur über ein sehr kleines Blickfeld, dessen maximale Ausdehnung bei der größtmöglichen Pixelskala nur 8×8 Bogensekunden betragen kann. Um von einem aufgenommenen astronomischen Objekt die atmosphärischen Hintergrundsbeiträge abziehen zu können, ist es daher in der Regel nicht möglich, die Quelle und den reinen Himmel in ein und derselben Apertur mit einer Aufnahme zu erfassen. Es muß vielmehr das Teleskop von den Objekt etwas wegbewegt werden (ca. 30 Bogensekunden), um eine Aufnahme von blankem Himmel erhalten zu können. Den reinen Quellenbeitrag erhält man dann durch Subtraktion der beiden Aufnahmen. Um eventuelle Änderungen in der Atmosphäre erfassen zu können, ist es notwendig, diese Prozedur während einer Integration mehrmals durchzuführen. Wird dieses Verfahren nun unter Verwendung eines adaptiven Optik-Systems angewendet, so bedeutet dies, daß nach jedem Bewegen des Teleskopes das adaptive Optik-System wieder auf den Leitstern fixiert werden muß, um die Verzerrungen des Bildes durch die atmosphärischen Turbulenzen herauskorrigieren zu können. Diese Prozedur ist sehr zeitaufwendig und gewährleistet daher keine optimale Ausnutzung der gewöhnlich begrenzten Beobachtungszeit.

Eine Alternative ist, in dem Blickfeld, welches durch das adaptive Optik-System gegeben ist und das zu untersuchende Objekt enthält, geeignete Subaperturen zu suchen, welche ausschließlich atmosphärische Beiträge enthalten, und diese abwechselnd mit der Subapertur, in welcher sich das Objekt befindet, in das Spektrometer umzuleiten. Im NIR-Bereich beträgt der isoplanatische Winkel ca. 12 Bogensekunden (Glindemann 1997 [25]). Somit ist die Wahrscheinlichkeit sehr groß, Stellen mit reinem Himmel zu finden. Ein solcher Ansatz für eine Beobachtungstechnik erscheint daher vernünftig und weiterer Untersuchungen wert.

Bei dieser Technik ergibt sich jedoch ein Problem. Die optischen Strahlen, welche von verschiedenen Subaperturen innerhalb einer Gesamtapertur oder eines Blickfeldes ausgehen, durchlaufen verschiedene Teile der Instrumenten- und der Teleskopoptik. Dies resultiert zum einen in unterschiedlichen optischen Wegen für die jeweiligen Subaperturen, was für Beobachtungen im Infraroten bedeutet, daß die Beiträge durch thermische Emission der warmen Teile der Instrumente ebenfalls variieren. Somit besitzen die Messungen von unterschiedlichen Subaperturen verschieden starkes Hintergrundsrauschen. Dieses Problem läßt sich dadurch lösen, indem man die gesamte Integration in zwei Teile spaltet. Nach dem ersten Teil wird das Teleskop so bewegt, daß das zu beobachtende Objekt von einer Subapertur in die andere wandert, und die Integration noch einmal wiederholt. In Abbildung 1.8 ist dieses Verfahren verdeutlicht. Durch geeignete mathematische Transformationen der Messungen in den beiden Subaperturen ist es möglich, die Unterschiede im Hintergrund vollständig zu beseitigen und so das bereinigte Bild zu erhalten. Anstatt mehrmals muß nun also das Teleskop während einer Integration nur einmal bewegt und das Adaptive- Optik-System (AO-System) nur einmal erneut auf den Leitstern fixiert werden.

Bei der Anwendung dieser Prozedur ist zu beachten, daß, wenn sich das Objekt in der zentralen oder der achsenfernen Subapertur befindet, diese immer dieselbe Distanz zum natürlichen Leitstern (NGS) besitzen müssen. Anderenfalls sind die angewendeten Tip-Tilt-Korrekturen für beide Subaperturen verschieden und die so gewonnenen Daten besitzen variierende Punktverwaschungsfunktionen. Desweiteren sollte der Laser-Leitstern (LGS) auf das Objekt positioniert

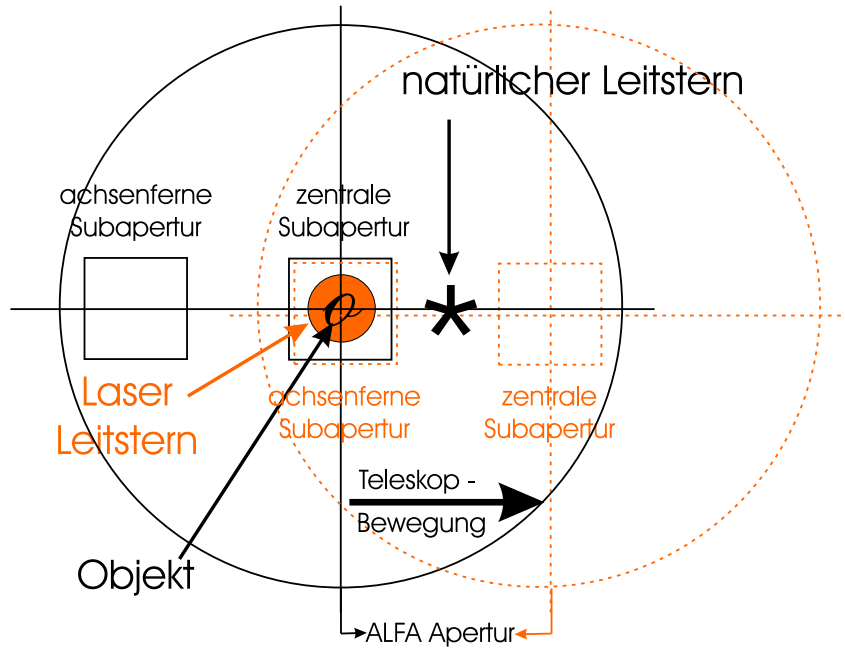


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung der im Text beschriebenen Beobachtungstechnik

werden, um die Aberrationen höherer Ordnung am effektivsten korrigieren zu können. Im folgenden sollen nun die bereits angesprochenen mathematischen Transformationen genauer diskutiert werden. Da die im Rahmen dieses Beobachtungsprogrammes konstruierte Optik stets eine Subapertur im Zentrum des ALFA - Blickfeldes vorsieht und die zweite frei im achsenfernen Bereich gewählt werden kann, ist die Notation in der Rechnung diesen Vorgaben bereits angepaßt.

Befindet sich die zu beobachtende Quelle in der zentralen Subapertur, so setzt sich deren Intensität $i_{zentral}^{(1)}$ zusammen aus:

$$i_{zentral}^{(1)} = s_{zentral} + b_{zentral}^{Quelle} + T_{zentral} \quad (1.39)$$

wobei

$s_{zentral}$ die Intensität der Quelle in der zentralen Subapertur,
 $b_{zentral}^{Quelle}$ der entsprechende Hintergrund des Himmels um die Quelle und
 $T_{zentral}$ die mit der zentralen Subapertur verbundenen Hintergrundsbeiträge der optischen Pfade durch das Teleskop und das AO-System ist.

Die achsenferne Subapertur, welche den Himmels hintergrund abbildet, enthält die Intensität $i_{achsenfern}^{(1)}$, welche aus folgenden Beiträgen besteht:

$$i_{achsenfern}^{(1)} = b_{achsenfern}^{Himmel} + T_{achsenfern} \quad (1.40)$$

hierbei ist $b_{achsenfern}^{Himmel}$ der Hintergrundsbeitrag des reinen Himmels, welcher durch die Subapertur abgebildet wird und $T_{achsenfern}$ ist der mit der achsenfernen Subapertur verbundene Hintergrundsbeitrag der optischen Pfade durch das Teleskop und das AO-System.

Wird $i_{achsenfern}^{(1)}$ von $i_{zentral}^{(1)}$ subtrahiert, so ergibt sich

$$s_1 = i_{zentral}^{(1)} - i_{achsenfern}^{(1)} \quad (1.41)$$

$$= s_{\text{zentral}} + (b_{\text{zentral}}^{\text{Quelle}} - b_{\text{achsenfern}}^{\text{Himmel}}) - \quad (1.42)$$

$$(T_{\text{zentral}} - T_{\text{achsenfern}}) \quad (1.43)$$

Jetzt wird das Teleskop derart bewegt, daß die achsenferne Subapertur die Quelle enthält, und die Integration wiederholt. Die gemessene Intensität lautet nun

$$i_{\text{achsenfern}}^{(2)} = s_{\text{achsenfern}} + b_{\text{achsenfern}}^{\text{Quelle}} + T_{\text{achsenfern}} \quad (1.44)$$

Hiebei ist $s_{\text{achsenfern}}$ die Intensität der Quelle in der achsenfernen Subapertur und $b_{\text{achsenfern}}^{\text{Quelle}}$ der entsprechende Himmelshintergrund um die Quelle in der achsenfernen Subapertur.

Die zentrale Subapertur ist nun auf reinen Himmel gerichtet, daher erhält man

$$i_{\text{zentral}}^{(2)} = b_{\text{zentral}}^{\text{Himmel}} + T_{\text{zentral}} \quad (1.45)$$

wobei $b_{\text{zentral}}^{\text{Himmel}}$ der atmosphärische Hintergrund ist, welcher mit der zentralen Subapertur aufgenommen wurde.

Zieht man nun $i_{\text{zentral}}^{(2)}$ von $i_{\text{achsenfern}}^{(2)}$ ab, so resultiert dies in

$$s_2 = i_{\text{achsenfern}}^{(2)} - i_{\text{zentral}}^{(2)} \quad (1.46)$$

$$= s_{\text{achsenfern}} - (b_{\text{zentral}}^{\text{Himmel}} - b_{\text{achsenfern}}^{\text{Quelle}}) - \quad (1.47)$$

$$(T_{\text{zentral}} - T_{\text{achsenfern}}) \quad (1.48)$$

Die Addition der Gleichungen 1.43 und 1.48 ergibt

$$s = s_1 + s_2 \quad (1.49)$$

$$= s_{\text{zentral}} + (b_{\text{zentral}}^{\text{Quelle}} - b_{\text{achsenfern}}^{\text{Himmel}}) + (T_{\text{zentral}} - T_{\text{achsenfern}}) + \quad (1.50)$$

$$s_{\text{achsenfern}} + (b_{\text{zentral}}^{\text{Himmel}} - b_{\text{achsenfern}}^{\text{Quelle}}) - (T_{\text{zentral}} - T_{\text{achsenfern}})$$

Der Durchmesser des ALFA - Blickfeldes beträgt 2.9 Bogenminuten. Somit kann die Distanz zwischen zu beobachtendem Objekt und dem aufgenommenen reinen Hintergrund maximal nur 1.5 Bogenminuten betragen. Innerhalb dieser Grenzen ändern sich die Hintergrundsbeiträge in den beiden Subaperturen praktisch nicht. So ist es zulässig anzunehmen, daß gilt:

$$b_{\text{zentral}}^{\text{Quelle}} = b_{\text{zentral}}^{\text{Himmel}} \quad (1.51)$$

$$b_{\text{achsenfern}}^{\text{Quelle}} = b_{\text{achsenfern}}^{\text{Himmel}} \quad (1.52)$$

Werden nun die Beziehungen 1.51 und 1.52 in die Gleichung 1.50 eingesetzt, so bleiben schließlich nur die Beiträge übrig, die die Intensitäten der Quelle enthalten.

$$s = s_1 + s_2 \quad (1.53)$$

$$= s_{\text{zentral}} + (b_{\text{zentral}}^{\text{Quelle}} - b_{\text{achsenfern}}^{\text{Quelle}}) + (T_{\text{zentral}} - T_{\text{achsenfern}}) + \quad (1.54)$$

$$s_{\text{achsenfern}} + (b_{\text{zentral}}^{\text{Quelle}} - b_{\text{achsenfern}}^{\text{Quelle}}) - (T_{\text{zentral}} - T_{\text{achsenfern}})$$

$$s_{\text{zentral}} + s_{\text{achsenfern}}$$

Dieses Verfahren ist auch dann anwendbar, wenn die Transmission im zentralen und in den achsenfernen optischen Pfaden unterschiedlich ist. Die folgende kurze Betrachtung soll dies demonstrieren.

In Falle ungleicher Transmission unterscheiden sich die entsprechenden Intensitäten in den Subaperturen um einen konstanten Faktor.

$$s_{achsenfern} = T \cdot s_{zentral} \quad (1.55)$$

$$b_{achsenfern}^{Quelle} = T \cdot b_{zentral}^{Quelle} \quad (1.56)$$

$$b_{achsenfern}^{Himmel} = T \cdot b_{zentral}^{Himmel} \quad (1.57)$$

Werden nun die Ausdrücke 1.55, 1.56 und 1.57 in die Gleichung 1.54 eingesetzt, so erhält man

$$s = s_{zentral} + T \cdot s_{achsenfern} \quad (1.58)$$

Es ist nun mit dieser Diskussion gezeigt worden, daß sich mit der vorgeschlagenen Beobachtungstechnik sämtliche Hintergrundsbeiträge eliminieren lassen, obwohl für Quelle und Atmosphäre verschiedene optische Pfade im Teleskop verwendet werden.

1.4.2 Das optische Design von AIM

1.4.2.1 Eigenschaften

In diesem Abschnitt sollen die bereits diskutierten Eigenschaften von AIM zusammen mit weiteren Anforderungen, welche an das Instrument gestellt werden müssen, noch einmal verdeutlicht und die Konsequenzen, welche für die Realisierung zu ziehen sind, diskutiert werden.

Die bisher formulierten Eigenschaften lauten:

- Mit dem Einsatz von AIM soll es möglich sein, bei Pixelskalen von 0.25 Bogensekunden und 0.07 Bogensekunden zu beobachten.
- Die Optik von AIM soll einen Mechanismus enthalten, welcher es ermöglicht, aus der Fokalebene von ALFA zwei Subaperturen zu entnehmen und diese abwechselnd in das 3D-Spektrometer abzubilden. Die optischen Weglängen, welche mit den Subaperturen verbunden sind, müssen für den Verlauf nach der ALFA - Fokalebene stets gleich sein, um Defokus-Effekte zu vermeiden.
- Im optischen Pfad von AIM muß eine Kaltblende unterzubringen sein, um die thermische Hintergrundstrahlung, welche beim Einsatz der 0.07 Pixelskala in das 3D-Spektrometer gelangen würde, abzublocken. Dies bedeutet, daß entsprechende Techniken zur Kühlung der Blende und zur Evakuierung der Umgebung, in welcher sich diese befindet, in AIM integriert werden müssen.

Zusätzlich müssen noch folgende Anforderungen, welche an ein astronomisches Instrument in allgemeinen gestellt werden, berücksichtigt werden:

- Die optische Transmission muß auf das höchstmögliche Niveau gebracht werden.
- Die optischen Aberrationen durch die Instrumentenoptik müssen auf die Ausdehnung eines Pixels des 3D - Detektors beschränkt bleiben, d. h. ein Punkt in der ALFA - Fokalebene darf nicht auf eine Größe von mehr als 40 μm ausgeschmiert werden.
- Die Optik soll derart beschaffen sein, daß die Ausdehnung des Instrumentes und dessen Gewicht gering gehalten werden, um am Teleskop möglichst einfach einsetzbar zu sein.
- Die Optik soll benutzerfreundlich, d. h. einfach zu justieren und zu handhaben sein.

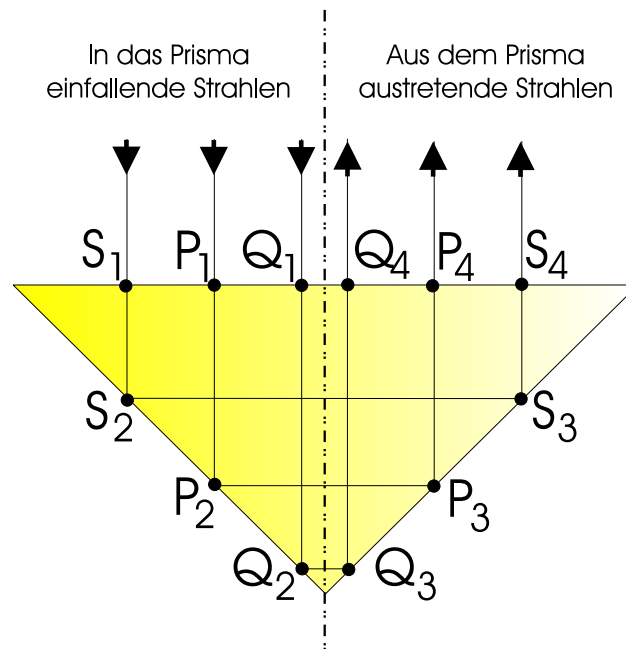


Abbildung 1.9: Erhaltung der Weglängen in einem gleichschenkligen-rechtwinkligen Dreieck

- Die einzelnen optischen Elemente sollten standardisiert sein, um hohe Produktionskosten und lange Lieferzeiten zu vermeiden.

Diese Anforderungen resultieren in teilweise sich widersprechenden Konsequenzen. Zum einen verlangt eine hohe optische Transmission den Einsatz von möglichst wenigen optischen Elementen, was jedoch wiederum zu langen optischen Weglängen führt, so daß das Instrument eine große Ausdehnung annehmen kann.

In Zusammenarbeit mit der Firma Kidger Optics Ltd. in Crowborough, U.K. wurde nun das optische Konzept für AIM erarbeitet, welches in den folgenden Abschnitten näher diskutiert und untersucht wird.

1.4.2.2 Der Mechanismus für die Auswahl der Subaperturen

Der zur Anwendung gekommene Mechanismus zur Auswahl geeigneter Aperturen sieht den Einsatz eines Prismas aus einem Infrarot-Kristall vor und ist in Abbildung 1.10 dargestellt. Dieses Prinzip beruht auf der praktischen Anwendung zweier Gesetze. Das erste ist diejenige Fundamentalbeziehung, welche besagt, daß in einem gleichschenkligen rechtwinkligen Dreieck die Länge von Strecken, welche von einem beliebigen Punkt der Hypotenuse des Dreiecks in einem rechten Winkel abgehen und auf die Katheten in einem Winkel von 45° treffen, um von dort aus um 90° umgelenkt zu werden, konstant gleich der Länge der Hypotenuse ist. In Abbildung 1.9 ist diese Beziehung verdeutlicht. Die Strecken $\overline{S_1S_2S_3S_4}$, $\overline{P_1P_2P_3P_4}$ und $\overline{Q_1Q_2Q_3Q_4}$ besitzen alle die gleiche Länge. Mit der Ausnutzung dieser Regel wird es möglich sein, bei senkrechtem Lichteinfall auf die Hypotenusenfläche des Prismas die optische Weglänge durch das System für verschiedene Aperturen aus der Fokalebene von ALFA gleich zu halten.

Zum zweiten wird das Gesetz der Totalreflexion ausgenutzt, welches auf dem Brechungsgesetz

Material	Brechungs - index	Winkel für Total - reflexion	Ober- flächen - reflexion	Rest- reflexion nach AR
Bariumfluorid BaF ₂	1.47	43.01°	≤ 0.10	≤ 0.01
Kalziumfluorid CaF ₂	1.42	44.77°	≤ 0.10	≤ 0.01
Zinksulfid ZnS (multispektral)	2.26	26.26°	≤ 0.36	≤ 0.05
Zinkselenid ZnSe	2.44	24.12°	≤ 0.50	≤ 0.05

Tabelle 1.5: Totalreflexionswinkel, Oberflächenreflexion und Restreflexion nach AR-Beschichtung für einige IR-Materialien (Daten entnommen aus Produktinformationen der Firmen Schott und Laser Zentrum Hannover)

von Snellius fundiert ist und lautet:

$$\begin{aligned} \sin(\theta) &= \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin 90^\circ \\ &= \frac{n_1}{n_2} \end{aligned} \quad (1.59)$$

wobei θ der Einfallswinkel, n_2 das optisch dichtere Medium (Glas) und n_1 das optisch dünnere Medium (Luft) ist.

Damit ist es möglich, die Strahlen ohne Energieverlust umzulenken.

Da der Einfallswinkel für die Strahlen zwischen 42° und 47° Grad liegt, ist der Einsatz von optischen Materialien wünschenswert, welche einen hohen Brechungsindex besitzen, um eine möglichst sichere Ausnutzung der Totalreflexion zu erhalten. Andererseits besitzen solche Materialien gemäß den Fresnelschen Gleichungen eine hohe Oberflächenreflektivität R , die bei senkrechtem Lichteinfall, wie es bei dem verwendeten Prisma der Fall ist, beschrieben werden kann durch

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (1.60)$$

Den Größen n_1 und n_2 kommt dabei dieselbe Bedeutung zu wie in Gleichung 1.59.

Schließlich ist noch die materialabhängige Absorption zu berücksichtigen. Eine Analyse verschiedener Materialien führte schließlich zur Verwendung von multispektralem Zinksulfid mit einer Vielfachantireflexbeschichtung auf der Eintritts- und Austrittsfläche für die optischen Strahlen. In Tabelle 1.5 sind einige Parameter für multispektrales Zinksulfid und anderer Infrarot-Materialien aufgeführt.

Diese Überlegungen führten schließlich zu der Lösung, welche in Abbildung 1.10 gezeigt ist. Das ZnS-Prisma wird in den polaren Koordinaten r, θ bewegt, wobei der Nullpunkt des Koordinatensystems auf der optischen Achse von ALFA, welche durch das Zentrum der ALFA-Fokalebene verläuft, liegt.

Die mit der zentralen Subapertur verknüpften Strahlen werden von den beiden Spiegeln MS1 und MS2 auf den ON-OFF Spiegel umgelenkt, welcher in den Strahlenverlauf der Instrumentenoptik hinein - oder herausgefahren werden kann. Befindet sich dieser ON-OFF Spiegel in Position 1, so werden die Strahlen der zentralen Subapertur in die weitere Instrumentenoptik hineingespiegelt. In Tabelle 1.6 sind die Parameter der entsprechenden optischen Elemente zusammengefaßt. Die zu einer achsenfernen Subapertur gehörenden Strahlen werden von dem ZnS - Prisma unter Ausnutzung der Totalreflexion auf den Spiegel MR1 umgelenkt. Befindet sich der ON-OFF Spiegel in der Position 2, so können diese Strahlen in die Instrumentenoptik eintreten. Bei dem Design dieser Optik war zu beachten, daß die Strahlen, welche aus der ALFA-Optik

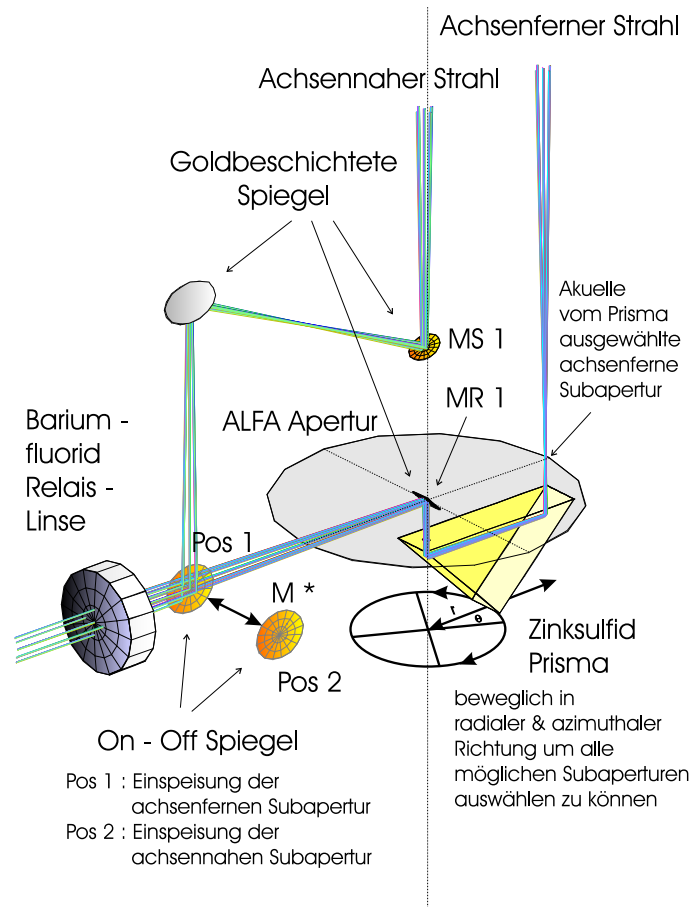


Abbildung 1.10: Detaillierte Darstellung der Aperturen - Auswahl - Optik

austreten, eine gemeinsame Austrittspupille besitzen. Greift man nun aus der ALFA-Fokalebene eine beliebige Subapertur heraus, und spiegelt diese in die Instrumentenoptik ein, so werden die mit ihr verknüpften Strahlen immer in achsennahe Strahlen umgewandelt. Dies bedeutet aber, daß das Bild der Austrittspupille von ALFA, welche ja für alle Subaperturen dieselbe ist, nicht mehr um die optische Achse zentriert ist. Dieser Effekt wird umso stärker, je mehr die Subapertur von Zentrum der ALFA - Fokalebene entfernt ist. Auf der anderen Seite werden im weiteren Verlauf der Instrumentenoptik gekühlte Blenden eingesetzt, welche an den Pupillenebenen lokalisiert sind und in ihrer Größe und Form den Pupillen exakt angepaßt sind, um jede thermische Emission, welche von den Instrumenten ausgeht, abzublocken. Bei achsenfernen Subaperturen würden nun die Position der Bilder der Pupillen nicht mehr mit derjenigen der Blenden übereinstimmen, was einen Verlust der Transmission und eine Zunahme des thermischen Hintergrundrauschens zur Folge hätte. Dies ist aber vermeidbar, wenn man der Hypothenusenfläche des Prismas eine sphärische Krümmung aufträgt, welche die Position des Bildes der ALFA - Austrittspupille für jede Subapertur korrigiert. Das Prisma stellt somit in Wahrheit eine Kombination aus einem Prisma und einer Linse, welche einen Krümmungsradius von ca. 7.5 Metern besitzt, dar. Um diese Einfügung eines optisch brechenden Elementes in den achsenfernen Strahlen für die Strahlen der zentralen Subapertur zu korrigieren, wurde der Spiegel MS2 ebenfalls mit einer entsprechenden sphärischen Krümmung versehen. Die Prismendaten sind zusammen mit den Parametern der Optik für die achsenfernen Strahlen in Tabelle 1.7 aufgeführt.

Sig.	Element	Krümmungs- radius mm	\varnothing opt. El. mm	Abstand mm	
MS1	65°- Umlenk - spiegel	∞	7.7	5860.0	Abstand zur ALFA Austrittspupille
	ALFA - Fokalebene	∞	72.5	40.0	Abstand zu Spiegel MS1
MS2	sphärischer Konkavspiegel mit 65°- Faltung	6000.0	12.7	12.2	Abstand von Fokalebene
M*	90°- Umlenk - spiegel (ON - OFF Spiegel)	∞	12.7	72.2	Abstand zu Spiegel MS2

Tabelle 1.6: Parameter der optischen Elemente für die Aufnahme der zentralen Subapertur

1.4.2.3 Die Optik zur Generierung der Pixelskalen

In Abbildung 1.11 ist der gesamte Aufbau der Instrumentenoptik von AIM dargestellt. Diese besteht aus vier Teilen, dem schon besprochenen Mechanismus zur Auswahl der Subaperturen, dem Relais-System zur Erzeugung der 0''25 / Pixel-Skala, dem Galileischen Fernrohr, welches für den Wechsel in die 0''07 / Pixel-Skala vorgesehen ist, sowie der Optik zur Pupillenabbildung, welche für die Justage des Skalenwechslers vorgesehen ist.

Das Relais-System besteht aus der bikonvexen Barium-Fluorid-Sammelinse LSC1, zwei flachen goldbeschichteten Umlenkspiegeln MSC1 und MSC3, sowie dem konkaven sphärisch gekrümmten goldbeschichteten Spiegel MSC2 mit 1 m Krümmungsradius. Die Vergrößerung des Relais-Systems beträgt 1 : 3.8

Das Galileische Teleskop setzt sich aus einer planokonvexen Barium-Fluorid-Linse und einer planokonkaven Zink-Selenid-Linse zusammen und vergrößert im Verhältnis 1: 3.6, was in der gewünschten Pixel-Skala von 0''07 / Pixel resultiert. In der hinter der BaF₂-Linse erzeugten Pupillenebene befindet sich eine kühlbare Blende, welche einfallende thermische Strahlung von den Instrumententeilen für die 0''07 / Pixel-Skala abblocken soll. Um beim Betrieb mit gekühlter Blende Kondensation durch Luftfeuchtigkeit an derselben zu vermeiden, ist das Galileische Teleskop als evakuierbarer Hohlraum konstruiert, wobei die Linsen als Eintritts- bzw. Austrittsfenster fungieren. Die Kühlung der Blende selbst geschieht unter Ausnutzung des Peltier-Effektes. Die Pupillenebene besitzt einen Durchmesser vom 3.39 mm in der 0''07 / Pixel-Skala. Dies bedeutet, daß eine korrekte Justierung des Galileischen Teleskopes zwecks genauer Überlagerung der Blendenöffnung mit der Pupillenebene sehr kritisch ist. Um dies bewerkstelligen zu können, werden in den Strahlenverlauf zwei planokonvexe Sammellinsen aus BK7 - Glas geklappt (PIL1 und PIL2), welche für den nachfolgenden Strahlenverlauf die Positionen der Fokalebenen und der Pupillenebenen vertauschen. Dies bedeutet, daß die Pupillenebene auf dem 3D-Bildzerleger und die Fokalebene an der Position des 3D-Transmissionsgitters zu liegen kommt. Da es sich bei Fokal- und Pupillenebene um konjugierte Ebenen im Sinne der Fourieranalyse handelt, liefert die Wellenlängendispersion auch in dieser Situation sinnvoll verwertbare Resultate. Daher hat man nun auf dem Detektor das in seine Wellenlängenkomponten aufgespaltene, vom Bildzerleger zerteilte Bild der Pupille. Mit Hilfe der 3D-Software zur Datenaufnahme kann

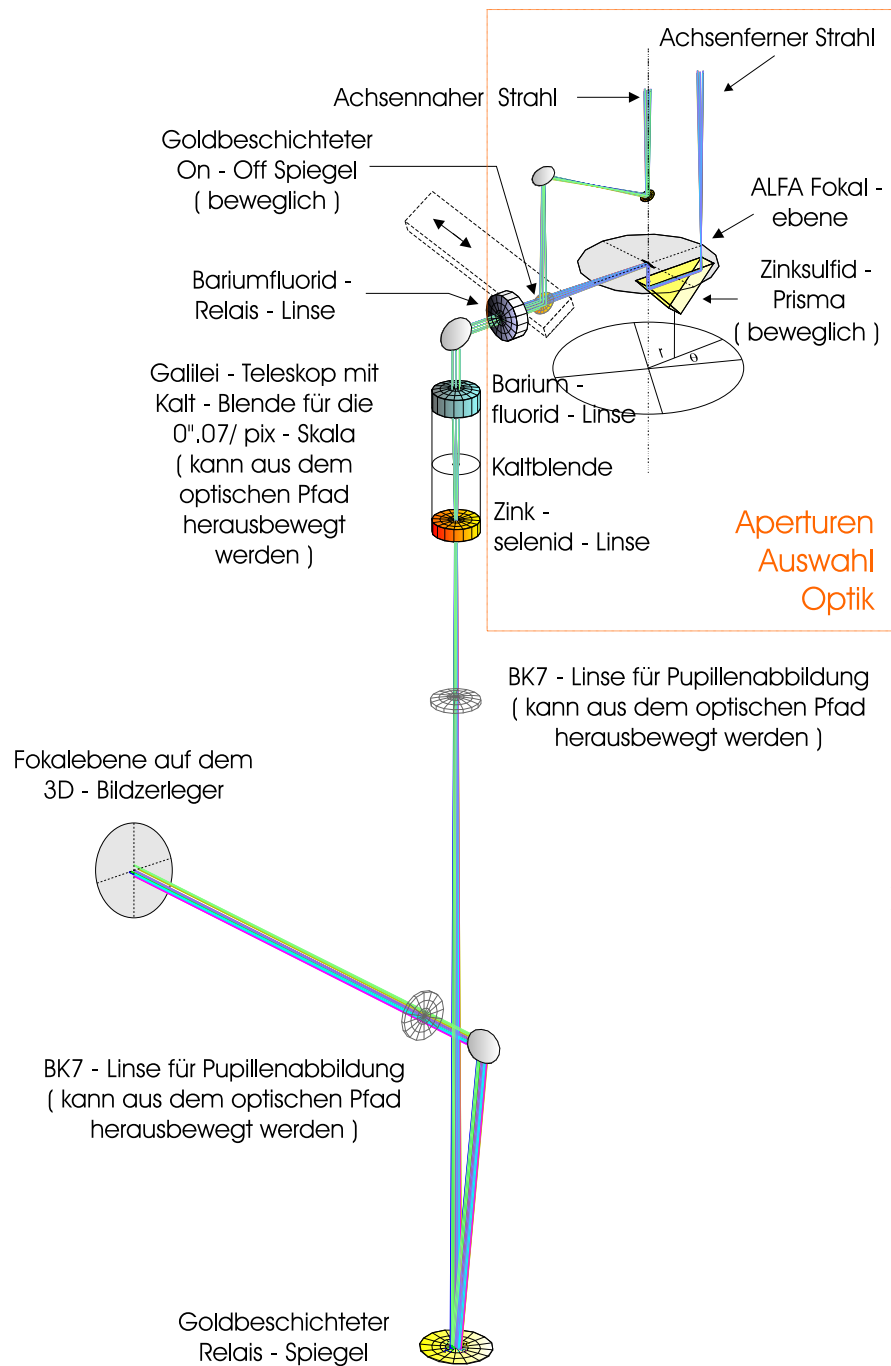


Abbildung 1.11: Optisches Design des Instrumentes AIM

Parameter	Wert
Kathetenlänge des Prismas	31.8 mm Länge
Hypothenusenlänge des Prismas	45.0 mm Länge
Prismenbreite	30.0 mm
Krümmungsradius der Hypothenusenfläche	7500.0 mm
Material	multispektrales Zinksulfid
Distanz des Prismas von der ALFA Fokalebene	10.0 mm
physik. Durchmesser des Spiegels MR1	7.7 mm
Krümmungsradius	∞
Umlenkwinkel	90°
Abstand von MR1 zum Prisma	10.0 mm
Abstand von MR1 zur Linse LSC1	91.0 mm

Tabelle 1.7: Parameter der Optik für die Auswahl achsenferner Subaperturen

man nun auf einem Monitor das rekonstruierte unzerlegte Bild der Pupille, gleichsam dem eines Kamerabildes, darstellen. Jede Vignettierung kann damit leicht entdeckt und behoben werden. Der hier entwickelte Mechanismus zur Pupillenabbildung stellt somit ein sehr gutes System zur leichten Justage des Galileischen Teleskopes dar. In Tabelle 1.8 sind die Parameter der optischen Elemente von AIM aufgelistet.

Sig.	Element	Radius 1 mm	Radius 2 mm	Mitten- dicke mm	\varnothing opt. El. mm	Abstand mm
Relais-System mit Vergrößerung 1:3.8						
LSC1	positive BaF_2 - Linse	120.2	-120.2	8.5	25.0	21.0 Abstand zu Spiegel M*
MSC1	90°- Umlenk - spiegel	∞	-	-	7.7	30.0 Abstand zu Linse LSC1
MSC2	sphärischer Konkav- spiegel mit 173° - Faltung	1000.0	-	-	19.0	575.4 Abstand zu Spiegel MSC1
MSC3	83°- Umlenk - spiegel	∞	-	-	19.0	180.0 Abstand zu Spiegel MSC2
	Fokalebene am 3D - Bildzerleger	∞	-	-	6.4	280.0 Abstand zu Spiegel MSC3
Galilei-Teleskop mit Vergrößerung 1:3.6						
LSC2	planokonvexe BaF_2 - Linse	49.0	∞	11.6	25.0	30.4 Abstand zu Spiegel MSC1
	Blende in Pupillenebene	-	-		3.4	32.0 Abstand zu Linse LSC2
LSC2	planokonkave ZnSe - Linse	∞	-43.7	5.1	25.0	63.4 Abstand zu Blende
Optik für die Pupillenabbildung						
PIL1	planokonvexe BK7 - Linse	54.1	∞	3.4	25.0	95.7 Abstand zu Linse LSC2
PIL2	planokonvexe BK7 - Linse	412.1	∞	2.2	25.4	40.0 Abstand zu Spiegel MSC3

Tabelle 1.8: Parameter für das Relais-System, das Galilei-Teleskop und die Pupillenabbildoptik von AIM

1.4.3 Die optische Abbildungsqualität

1.4.3.1 Theoretische Punktverwaschungsfunktion von AIM

Zur Bestimmung der durch die Optik des Instrumentes AIM induzierten Aberrationen wurde die theoretische Bildqualität ermittelt. Es wurden dabei die Methoden der geometrischen Optikrechnung unter Berücksichtigung von Beugungseffekten angewendet. Die Ergebnisse für achsennahe und achsenferne Strahlen und für beide Pixelskalen sind in den Abbildungen 1.12 und 1.13 gezeigt. In oberen Teil von Abb. 1.12 ist die PSF, die durch die Optik für den achsennahen Strahl bei der $0''.25$ -Pixel-Skala, erzeugt wird, zu sehen. Das entsprechende Gegenstück für die achsenferne Optik ist durch das untere Bild veranschaulicht. Das Gittermuster stellt die in die Fokalebene des 3D-Spektrometers projizierten Pixel des Arraydetektors dar. Ein Pixel entspricht 0.25 Bogensekunden. Es zeigt sich, daß die AIM-Optik extrem kleine Aberrationen induzieren muß, da die PSF das ungestörte Beugungsbild des Teleskopes beschreibt. Das Airy-Scheibchen füllt nahezu ein einziges Pixel aus und der erste Beugungsring ist in den benachbarten Pixeln zu erkennen. Der Durchmesser des ersten dunklen Ringes um das Airy-Scheibchen und damit per definitionem der des Scheibchens selbst beträgt 0.28 ± 0.02 Bogensekunden. Zum Vergleich dieses Resultates mit der PSF für ein 3.5m -Teleskop mit einer zentralen kreisförmigen Abschattung von 683.5 mm Radius wird im folgenden die entsprechende Formel hierfür hergeleitet. Sei D der Durchmesser des Primärspiegels, εD derjenige der Obskuration, R der Abstand der Fokalposition des Teleskopes von dessen Pupillenposition, dann läßt sich die Intensität an einem beliebigen Punkt P in der Bildebene beschreiben durch:

$$I(P) = I(0) \frac{1}{(1 - \varepsilon^2)^2} \left[\frac{2J_1(v)}{v} - \varepsilon^2 \frac{2J_1(\varepsilon v)}{\varepsilon v} \right]^2 \quad (1.61)$$

Es ist in diesem Zusammenhang $I(0)$ die Intensität im Zentrum der Bildebene und J_1 die Bessel-Funktion erster Ordnung, deren Argument v lautet

$$v = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \left(\frac{D}{R} \right) r \quad (1.62)$$

wobei r den Abstand des Punktes P vom Zentrum der Bildebene definiert. Die Größe ε nimmt unter diesen Bedingungen den Wert 0.39 an. Der Durchmesser des ersten dunklen Ringes in dieser Intensitätsverteilung wird dann festgelegt durch folgende Gleichung

$$\theta = 2 \cdot 1.058 \frac{\lambda}{D_{Tel}} \quad (1.63)$$

wobei θ der Winkel ist, bei dem der erste dunkle Ring auftritt, λ die Wellenlänge und D_{Tel} der Durchmesser des Primärspiegels des Teleskopes. Aus dieser Formel ergibt sich der theoretische Durchmesser des Airy-Scheibchens zu 0.274 Bogensekunden, welcher mit dem entsprechenden Wert für das Instrument AIM, 0.28 ± 0.02 Bogensekunden, innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmt. In der Abbildung 1.13 sind die Punktverwaschungsfunktionen für die Optiken der achsennahen Strahlen (oberes Bild) und der achsenfernen Strahlen (unteres Bild) zu sehen. Analog wie bei Abb. 1.12 entspricht auch hier das über die PSF gelegte Gitter der in die Objektebene des 3D-Spektrometers projizierten räumlichen Detektorenpixel, wobei die Skala hier 0.07 Bogensekunden beträgt. Der Durchmesser des Airy-Scheibchens besitzt den Wert von 0.29 ± 0.02 Bogensekunden, was mit den Ausmaßen der Teleskop-PSF ebenfalls übereinstimmt.

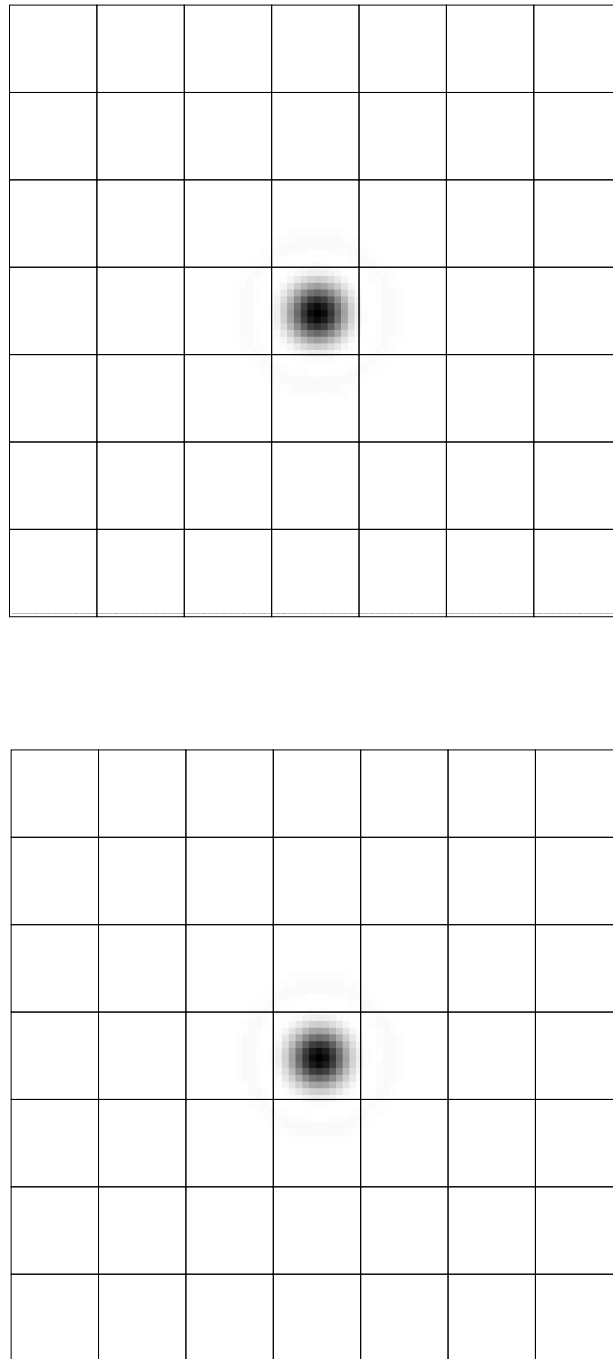


Abbildung 1.12: Punktantwort des Instrumentes AIM für die $0''.25$ -Pixel-Skala. Im oberen Bild ist das Resultat der Optik für den achsennahen Strahl, um unteren das entsprechende für die achsenfernen zu sehen.

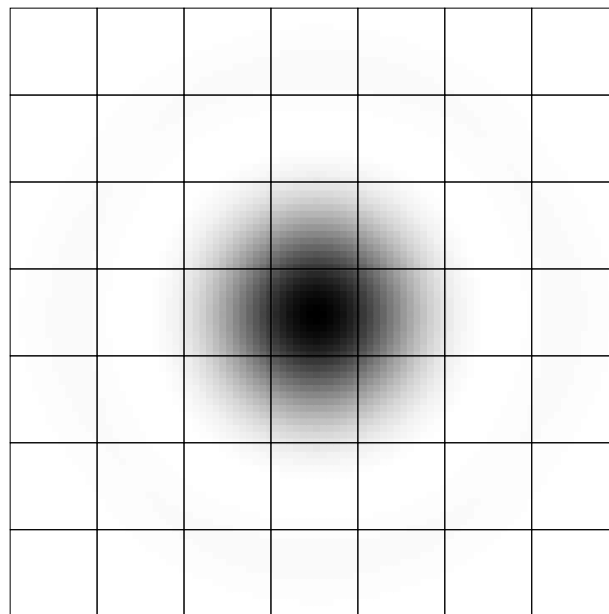
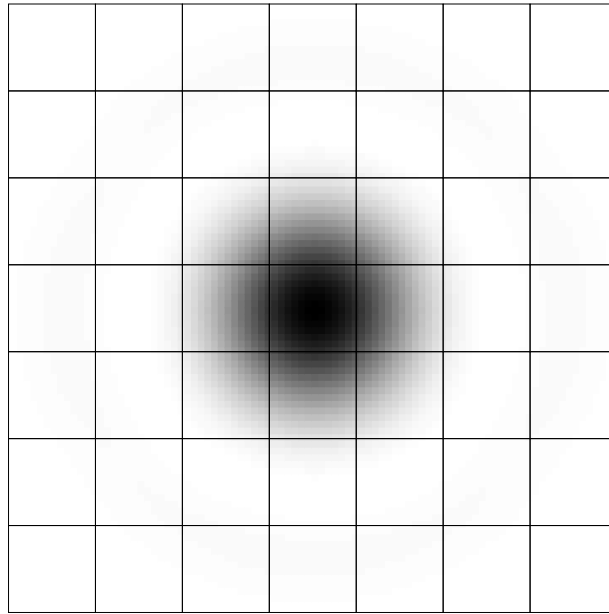


Abbildung 1.13: Analog wie bei Abb 1.12, jedoch mit der $0''.07$ -Pixel-Skala gerechnet.

Parameter	Wert
Rektaszension (2000.0)	19° 18' 52.45''
Deklination (2000.0)	+76° 47' 33.1''
Magnitude m_B	8.6
Magnitude m_V	7.1
Spektraltyp	K0

Tabelle 1.9: Eigenschaften des Sternes HD 183051

1.4.3.2 Die Punktverwaschungsfunktion von ALFA/AIM/3D

Die Bestimmung der Punktantwort des kombinierten Systemes ALFA/AIM/3D im Ruhezustand, d. h. wenn keine AO-Korrektur vorgenommen wird, ist aus mehreren Gründen erforderlich. Zum einen, um die durch das optische Design induzierten statischen Aberrationen feststellen und beseitigen zu können. Dies geschieht derart, indem an die 97 Piezo-Aktuatoren des deformierbaren Spiegels (DM) individuelle, zeitlich konstante Offset- Spannungen angelegt worden sind. Die dadurch entstehende Form der Spiegeloberfläche ist diejenige in der Ruheposition des DM, welche die durch die Optiken verursachten Wellenfrontverzerrungen kompensiert und es somit ermöglicht, daß durch das Instrument selbst, d. h. bei Abwesenheit jeglicher atmosphärischer Störung, ein nahezu perfektes Beugungsbild erzeugt wird. Dieses Bild repräsentiert dann zugleich die statische aberrationsfreie Punktverwaschungsfunktion (PSF) des Systems ALFA/AIM/3D und damit auch die dazugehörigen unverzerrten Wellenfronten. Es dient infolgedessen als Referenzmaßstab für die Berechnung der Größe der durch die Atmosphäre induzierten Wellenfrontfehler. Es ist desweiteren möglich, die Güte der während der AO-Korrektur erzeugten, zeitlich variablen PSF durch Vergleich mit dem statischen Gegenstück beurteilen zu können.

Um nun die Punktantwort des Systems ALFA/AIM/3D bestimmen zu können, wurde eine Glasfaser in die Fokalebene des Teleskopes gebracht. Deren Kerndurchmesser betrug $3.6 \mu\text{m}$, was bei einer Skala von $0''.17/\text{mm}$ in der Teleskop-Fokalebene einer an den Himmel projizierten Größe von 0.6 Millibogensekunden entspricht. Die Faser arbeitet in monomodalen Weise für Wellenlängen im nahinfraroten Bereich.

Abbildung 1.14 zeigt das rekonstruierte K-Band-Bild der Glasfaser, aufgenommen mit einer Pixel-Skala von $0''.07$, wobei hier jedes wahre Pixel in 4×4 Pixel unterteilt worden ist, um das Resultat geeignet glätten zu können. Jedes Pixel in Abbildung 1.14 entspricht somit einer Winkeldifferenz von $0''.018$. Das Resultat ist ein nahezu perfektes Beugungsbild der Glasfaser-Punktquelle. Der Durchmesser des ersten dunklen Ringes, welcher das Airy-Scheibchen von dem ersten Beugungsring trennt, beträgt, wenn es der Abbildung 1.14 entnommen wird, 16 ± 1 Pixel. Da in dieser Abbildung jedes Pixel $0''.018$ entspricht, beträgt der Durchmesser in Bogensekunden somit $0''.288 \pm 0''.018$. Der Durchmesser des Airy-Scheibchens des Teleskop-Beugungsbildes beträgt 0.274 Bogensekunden (siehe dazu Kapitel 1.4.3.1), welcher mit dem beobachteten Wert innerhalb dessen Fehlergrenzen übereinstimmt.

Eine Beweis für die große Leistungsfähigkeit der AO-Korrektur wird in Abbildung 1.15 angetreten. Dort wird das rekonstruierte K-Band-Bild des Sternes HD 183051 gezeigt, dessen Eigenschaften in Tabelle 1.9 aufgeführt sind. Dieser Stern wurde aufgenommen, um die instrumentelle PSF, die während einer AO-Korrektur erzeugt wird, zu erhalten, damit sie mit der statischen PSF verglichen werden kann. Desweiteren können dann auch die Ergebnisse der

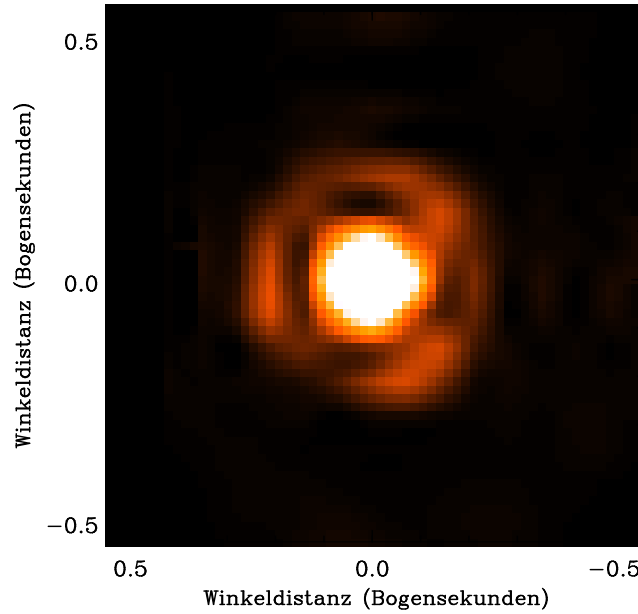


Abbildung 1.14: K - Band - Bild einer Glasfaser, aufgenommen mit ALFA/AIM/3D

anschließenden Beobachtung des Doppelsternsystemes HE1 7, welche in Kapitel 1.4.4.1 genauer besprochen wird, beurteilt werden. Auch in Abb. 1.15 sind die wahren Pixel wieder durch 4×4 virtuelle Pixel geteilt worden, so daß die Pixelskala $0''.018$ beträgt. Die Airy - Struktur ist hier sehr gut zu erkennen und ihre Parameter stimmen mit denen für die Glasfaser nahezu überein. Der Durchmesser des ersten dunklen Ringes ist 18 ± 1 , was einem Wert in Bogensekunden von $0''.315 \pm 0''.018$ entspricht. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmt dieses Ergebnis mit den entsprechenden für die Glasfaser überein.

Die soeben diskutierten Resultate zeigen offensichtlich, daß mit Einsatz der Instrumentenkombination ALFA/AIM/3D die räumliche Auflösung nahezu lediglich durch das vom Teleskop induzierte Beugungsmuster begrenzt wird. Es werden fast sämtliche atmosphärisch verursachte Verzerrungen durch das AO-System korrigiert und bei entsprechender Kalibrierung des DM keine statischen Aberrationen durch die Instrumentenoptik erzeugt. Es ist somit möglich geworden, abbildende Feldspektroskopie an der Beugungsgrenze des Teleskopes zu betreiben.

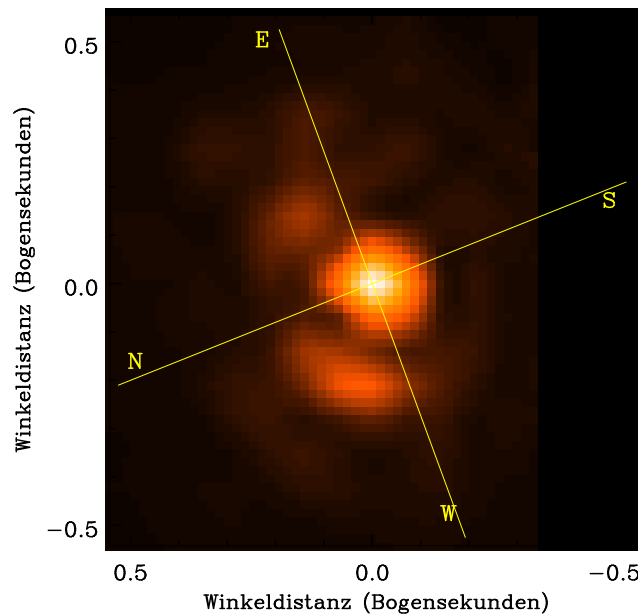


Abbildung 1.15: K-Band-Bild des Sternes HD 183051, aufgenommen mit ALFA/AIM/3D

1.4.4 Erste astronomische Ergebnisse

1.4.4.1 Das Doppelsternsystem HEI 7

Eine hervorragende Demonstration der räumlichen Auflösungsfähigkeiten von ALFA/AIM/3D stellt die Beobachtung von Doppelsternsystemen dar, deren Komponenten geeignet eng beieinanderliegen, d. h. nur zwischen $0''.2$ und $0''.3$ separiert sind, und von denen vermutet wird, daß diese unterschiedlichen spektralen Klassen angehören. Ein solches Objekt stellt HEI 7 dar, von dem bisher lediglich der Spektraltyp des Primärsystems bekannt gewesen ist. Im Rahmen der Kampagne vom Juli/August 1998 wurde HEI 7 am 3.5m-Teleskop der Calar-Alto-Sternwarte mit ALFA/AIM/3D beobachtet. Die folgende Diskussion wird zeigen, daß es zum erstenmal gelungen ist, ein eng beieinanderliegendes Doppelsternsystem räumlich aufzulösen und damit zugleich der schwächeren sekundären Komponente einen Spektraltyp zuzuordnen.

Das System HEI 7 ist im Washington Double Star Catalog (WDS) unter der Bezeichnung 0374+5536 aufgelistet (siehe auch Heintz 1990 [28]). Dessen primäre Komponente, welche auch unter der Bezeichnung HD 197443 bekannt ist, besteht selbst wieder aus einem spektroskopischen und photometrischen Doppelsternsystem (im nachfolgenden mit AB bezeichnet), welches jedoch von ALFA/AIM/3D nicht aufgelöst worden ist. Somit ist HEI 7 eigentlich ein Dreifachsternsystem (Hershey 1975 [29]). Die Periodizität von AB beträgt ungefähr sechs Stunden, dessen Magnitude im Sichtbaren $m_V = 7.1$, und dessen Spektraltyp ist als K0 V identifiziert worden. Die Massen der beiden Sterne von AB betragen $1.1 \pm 0.3 M_\odot$ (A) und $0.4 \pm 0.1 M_\odot$ (B). Die sekundäre Komponente von HEI 7 (im nachfolgenden mit C bezeichnet) befand sich laut ephemeridischen Berechnungen im Jahr 1998 in einem Abstand von 0.23

Jahr	Separation	P. A.	Jahr	Separation	P. A.
1990.0	0''562	296.98°	2000.0	0''396	182.51°
1991.0	0''524	303.30°	2001.0	0''463	194.23°
1992.0	0''481	311.83°	2002.0	0''519	203.16°
1993.0	0''432	322.18°	2003.0	0''566	210.48°
1994.0	0''375	335.47°	2004.0	0''605	216.77°
1995.0	0''307	354.11°	2005.0	0''636	222.37°
1996.0	0''231	24.41°	2006.0	0''662	227.48°
1997.0	0''181	78.97°	2007.0	0''683	232.25°
1998.0	0''228	135.23°	2008.0	0''698	236.77°
1999.0	0''315	165.32°	2009.0	0''709	241.13°

Tabelle 1.10: Separation und Positionswinkel zur Quantifizierung der durch das Sternsystem HEI 7 (AB - C) beschriebenen Kreisbahn (Daten entnommen aus Hershey 1975 [29] und WDS)

Bogensekunden von AB entfernt (Hershey 1975 [29]). Der Positionswinkel (P. A.) in dieser Zeit soll bei 135° liegen. In Tabelle 1.10 sind die Daten für die Kreisbahn, die das System AB - C beschreibt für einen Zeitraum von 20 Jahren aufgelistet (Hershey 1975 [29]). Der Stern C besitzt eine Magnitude von $m_V = 10.0$ sowie eine Masse von $0.58 \pm 0.14 M_\odot$. Das Gesamtsystem AB - C selbst weist eine Periodizität von 30.5 Jahren auf und seine Entfernung beträgt 24 pc. In Tabelle 1.11 sind die Eigenschaften von HEI 7 noch einmal zusammengefaßt. Nimmt man an, daß seine beiden Komponenten AB und C derselben spektralen Klasse angehören, dann läßt sich aus dem Unterschied in deren Magnituden von $\Delta m_V = 2.9$ der Spektraltyp von C zu M0 V abschätzen. Der obere Teil der Abbildung 1.16 zeigt das rekonstruierte K-Band-Rohbild des Doppelsternsystemes HEI 7, aufgenommen mit einer Pixelskala von 0''07. Auch in dieser Abbildung wurden die wahren Pixel durch 4×4 künstlich definierte Pixel geteilt, so daß in dieser Abbildung die Skala 0''018 / Pixel beträgt. Im unteren Teil des Bildes ist das mit der instrumentellen Punktverwaschungsfunktion von ALFA/AIM/3D entfaltete Resultat zu sehen. Die beiden Komponenten des Doppelsternsystems sind dort klar voneinander aufgelöst und gut zu erkennen, wobei im undekonvolvierten rekonstruierten K-Band-Bild (oberer Teil von Abb. 1.16) die sekundäre Komponente auf dem ersten Airy-Ring der primären Komponente zu liegen kommt (siehe Markierung).

Der obere Teil der Abbildung 1.17 zeigt die dazugehörigen K-Band-Spektren im Wellenlängenbereich von 2.15 bis 2.4 μm bei einer Auflösung von $R = 2000$. Diese wurden aus quadratischen Aperturen mit einer Seitenlänge von 0''21, welche auf die jeweiligen Intensitätsmaxima von AB bzw. C zentriert worden sind, extrahiert. Die schwarze Linie zeigt dabei das Profil des primären Systems AB, während die gepunktete Linie dasjenige des sekundären Sternes C darstellt. Das Signal-Rausch-Verhältnis der Kontinuumsstrahlung liegt bei ca. 35 für AB und bei ca. 20 für C. Im unteren Teil dieses Bildes sind zum Vergleich die Spektren eines K0 V- sowie eines K5 V-Sternes gezeigt (entnommen aus Kleinmann et al. 1986 [35]). Betrachtet man die Spektren von HEI 7, so fällt auf, daß die ^{12}CO -Bandenköpfe, das Ca-Triplett bei ca. 2.2614, 2.2631 und 2.2657 μm , die Fe-Absorptionslinien bei 2.225 μm und 2.235 μm sowie das Na-Dublett bei 2.2062 und 2.2090 μm der sekundären Komponente C ungefähr die doppelte Linientiefe als die des Primärsystems AB besitzen. Dieses Verhalten zeigen auch die entsprechenden Linien des K0 V-Sternes gegenüber denen des Vertreters des Spektraltyps K5 V. Die Tiefe der Mg-

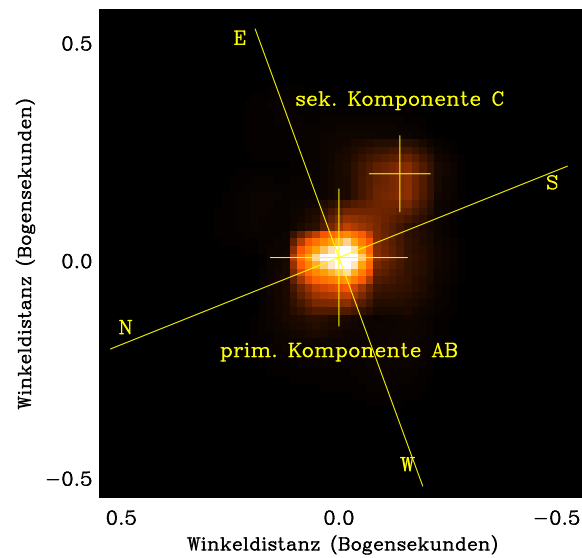
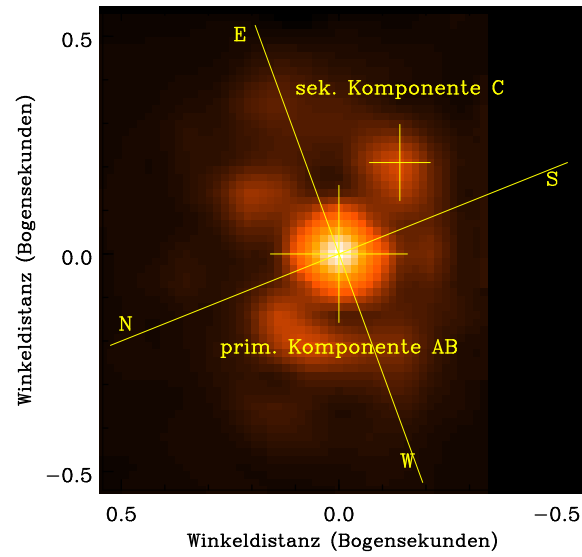


Abbildung 1.16: Rekonstruiertes K-Band-Rohbild des Doppelsternsystemes HEI 7 (oben) und mit der instrumentellen PSF von ALFA/AIM/3D in Abb. 1.15 entfaltete Version (unten)

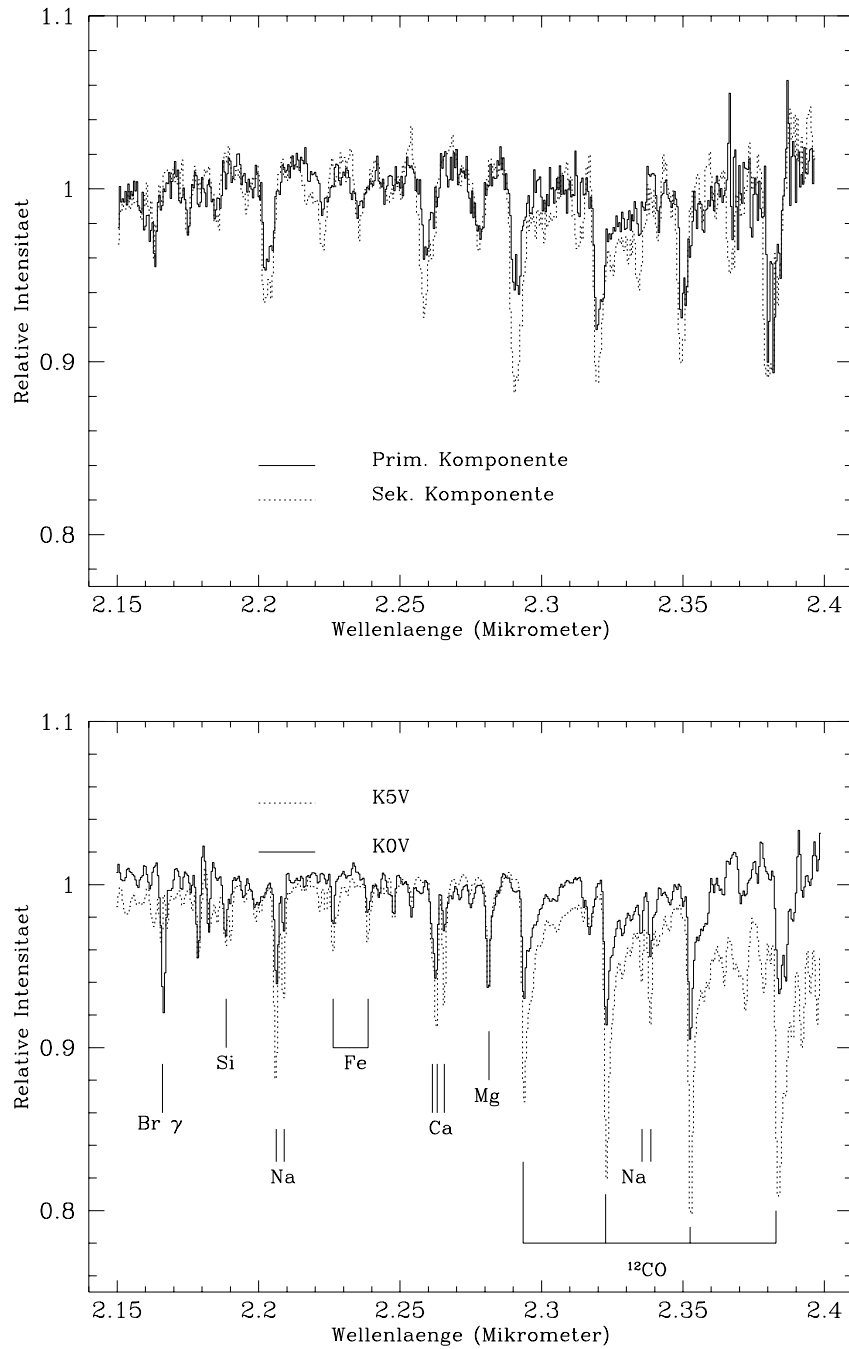


Abbildung 1.17: Oberer Teil: NIR - Spektren des langwelligen Bereiches des K-Bandes der primären Komponente AB (schwarze Linie) sowie der sekundären Komponente C (gepunktete Linie). Unterer Teil: Spektren eines K0 V- und eines K5 V-Sternes (Kleinmann et al. 1986 [35])

Parameter	Wert
Gesamtsystem AB - C	
Rektaszension (2000.0)	20° 37.4'
Deklination (2000.0)	+75° 36'
Entfernung	24 pc
Separation	0''23 (1998)
Positionswinkel (P. A.)	135° (1998)
Periodizität des Systems AB - C	30.5 Jahre
Primäre Komponente AB (eigenes Doppelsternsystem)	
Magnitude m_v	7.1
Spektraltyp	K0 V
Periodizität	ca. 6 Stunden
Masse des Sternes A	$1.1 \pm 0.3 M_\odot$
Masse des Sternes B	$0.4 \pm 0.1 M_\odot$
Sekundäre Komponente C	
Magnitude m_v	10.0
Masse des Sternes C	$0.58 \pm 0.14 M_\odot$

Tabelle 1.11: Parameter des Doppelsternsystems HEI 7, entnommen aus Hershey 1975 [29]

Absorptionslinie bei $2.27 \mu\text{m}$ ist hingegen in allen Spektren nahezu gleich. Bei den anderen Linien kann wegen des gegebenen Signal–Rausch–Verhältnisses keine Aussage gemacht werden. Diese rein qualitativen Analysen legen bereits nahe, daß der Spektraltyp der sekundären Komponente im Bereich der K5 V-Klasse anzusiedeln ist. Die folgende quantitative Betrachtung soll dieses Resultat noch etwas mehr erhärten. Das Verhältnis R der Äquivalentbreite einer bestimmten Linie der primären Komponente AB zu der entsprechenden des Sternes C, lautet

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{W_\lambda^{(AB)}}{W_\lambda^{(C)}} \\
 &= \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (1 - f_\lambda^{(AB)}) d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (1 - f_\lambda^{(C)}) d\lambda}
 \end{aligned} \tag{1.64}$$

wobei f_λ die normalisierte Flußdichte in den Spektren darstellt. Für λ_{min} und λ_{max} wurden die dazugehörigen Werte aus Kleinmann et al. 1986 [35] herangezogen. Es muß jedoch in diesem Falle noch berücksichtigt werden, daß die Komponente C auf dem ersten Beugungsring des Systemes AB zu liegen kommt, so daß deren Spektren Beiträge von AB enthält. Diesem Effekt muß folglich in Gleichung 1.64 Rechnung getragen werden, so daß diese modifiziert wird

Linien	R von (AB/C)	R von (K0 V/K5 V)	R von (K0 V/M2+ V)
Br γ	1.83 ± 1.39	1.50 ± 0.59	2.0 ± 1.37
Ca-Triplett	0.55 ± 0.16	0.51 ± 0.04	0.61 ± 0.05
$(2-0)^{12}\text{CO}$ -Bandenkopf	0.47 ± 0.08	0.46 ± 0.03	0.53 ± 0.01

Tabelle 1.12: Äquivalentbreitenverhältnisse einiger Absorptions- und Emissionslinien, berechnet für die primäre Komponente AB zum Stern C. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte für einen K0 V- zu einem K5 V-Stern sowie einem K0 V- zu einem M2+ V-Stern aufgelistet. Letztere wurden aus Daten von Kleinmann et al. 1986 entnommen [35]

zu:

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{W_{\lambda}^{(AB)}}{W_{\lambda}^{(C)}} \\
 &= \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (1 - f_{\lambda}^{(AB)}) d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (1 - f_{\lambda}^{(C)}) d\lambda - \Gamma \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (1 - f_{\lambda}^{(AB)}) d\lambda}
 \end{aligned} \tag{1.65}$$

Der Faktor Γ stellt das Verhältnis zwischen den Intensitäten der instrumentellen PSF in denjenigen Aperturen, aus welchen die Spektren der Komponenten AB bzw. C extrahiert worden sind, dar. Damit läßt sich für Γ schreiben:

$$\Gamma = \frac{I_{PSF}(\text{Apertur des Spektrums von } C)}{I_{PSF}(\text{Apertur des Spektrums von } AB)} \tag{1.66}$$

Aus den experimentellen Daten ist dieser Faktor Γ zu 0.086 bestimmt worden. In Tabelle 1.12 sind diese Ergebnisse für eine Reihe von Absorptions- und Emissionslinien aufgelistet. Zum Vergleich sind Resultate, welche aus den relativen Linienstärken, die zusammen mit den Spektren in Kleinmann et al. 1986 [35] publiziert worden sind, denjenigen aus den ALFA/AIM/3D-Beobachtungen gegenübergestellt. Es wurden dabei Äquivalentbreitenverhältnisse von einem K0 V- zu einem K5 V-Stern sowie von einem K0 V- zu einem M2+ V-Stern verwendet. Es ergibt sich für die Br- γ -Emissionsline, das Ca-Triplett sowie die beiden CO-Bandenköpfe somit eine relativ gute Übereinstimmung zwischen denjenigen aus den ALFA/AIM/3D-Beobachtungen und den aus Literaturangaben ermittelten Resultaten. Der große Fehler bei der Br- γ -Linie resultiert aus dem gegebenen Signal-Rausch-Verhältnis, daß Folge der knapp zur Verfügung stehenden Beobachtungszeit gewesen ist. Nichtsdestotrotz kann somit festgestellt werden, daß die sekundäre Komponente C in HEI 7 einen Spektraltyp zwischen K5 V und M2+ V aufweist. Somit ist es im Rahmen dieses Experimentes zum erstenmal gelungen, ein eng beieinanderliegendes Doppelsternsystem räumlich und spektroskopisch aufzulösen.

1.4.4.2 Der Herbig Ae/Be Stern BD + 40°4124

Ein interessantes Forschungsgebiet, das mit den Möglichkeiten von ALFA/AIM/3D erschlossen werden kann, ist das Studium der Mechanismen und Vorgänge, welche bei der Sternentstehung ablaufen. Speziell ist hier die Natur von Gas- und Staubhüllen, welche die entstehenden Sterne umgeben, von Interesse. Für solche Vorhaben eignet sich der Herbig Ae/Be Stern BD + 40°4124 und die ihn umgebenden Sterne sehr gut, da wegen ihrer relativen Nähe von ca. 1000 pc durch

Objekt	Spektraltyp	$\log T_{\text{eff}}$ in K	A_V in mag	L/L_{\odot}	M/M_{\odot}	\log Alter in yrs
BD + 40°4124	B2 Ve	4.312	3.6-3.8	4.10	13	4.8
V1686Cyg	B5 Ve	4.140	4.2-6.7	2.77	4.5	5.8
V1318Cyg Nord	mid A-Fe	-	≥ 7	-	≥ 1	-
V1318Cyg Süd	mid A-Fe	-	≥ 8	-	≥ 1	-

Tabelle 1.13: Stellare Parameter einiger Objekte aus der Sterngruppe um BD + 40°4124 - Daten entnommen aus Hillenbrand et al. (1995)

dem Einsatz von ALFA/AIM/3D räumliche Auflösungen von ca 150 bis 200 A. U., d. h. auf Sonnensystemskalen erreicht werden können.

Die in die Herbig Ae/Be Klassifikation eingereihten Sterne haben in ihrer Entwicklung die Hauptreihe im Hertzsprung Russel Diagramm noch nicht erreicht. Ihr Spektraltyp ist sehr früh (entweder B oder A) und sie sind noch teilweise oder vollständig von Gas- und Staubwolken umgeben, welche das von den Sternen hauptsächlich in UV-Bereich emittierte Licht absorbieren. Dabei heizen sich die Staubwolken auf und senden thermische Strahlung, welche im FIR-Bereich ihr Maximum erreicht, aus. Bei den Gaswolken hingegen werden ionisierte Teilchen erzeugt, die in Rekombinationsprozessen Energie abstrahlen, welche in den Sternspektren in Form von Emissionslinien auftreten. Das Vorhandensein dieses Phänomens wird bei der Klassifikation dieser Sterne durch das Anhängen des Kleinbuchstabens e an die Spektraltyp-Notation (üblicherweise A oder B) berücksichtigt. Die Masse von Herbig Ae/Be-Sternen ist mindestens gleich dem Dreifachen der Sonnenmasse, so daß sie das hochmassige Komplementär zu den T-Tauri Vorhauptreihen-Sternen darstellen. Zusätzlich weisen die Spektren von Herbig Ae/Be-Sterngebieten starke Wasserstoff-Rekombinationslinien auf.

BD + 40°4124 ist der massereichste Stern und das Zentrum einer Ansammlung von mindestens 33 ähnlichen stellaren Objekten, welche u. a. den Herbig Ae/Be Stern V1686Cyg sowie das Doppelsternsystem V1318 Cyg enthält (Hillenbrand et al. 1995 [30]). Dabei sind 80 % von ihnen in einen Gebiet mit einem Radius von 0.15 pc um das Zentrum konzentriert. Die Abbildung 1.18 zeigt ein 80×80 Bogensekunden K-Band-Bild dieser Region, aufgenommen mit der Weitfeld IR Kamera Ω Cass unter Anwendung von ALFA (Davies et al. 1998 [16]). Für die AO-Korrektur wurde BD + 40°4124 selbst als natürlicher Leitstern ausgewählt, wobei 18 Moden verwendet worden sind und die Bildaufnahmefrequenz des Shack-Hartmann-Sensors 75 Hz betrug. Der Einsatz einer höheren Frequenz ist durch die geringe sichtbare Magnitude des Leitsternes von $m_V = 10.6$ nicht möglich gewesen. Alle Sterne in dieser Gruppe sind zwischen 0.1 und 3 Myr alt, wobei das mittlere Alter dieser Population unter 1 Myr liegt. (Hillenbrand et al. 1995 [30]). Sie stellen somit ideale Objekte für die Untersuchung der Mechanismen bei der Sternentstehung dar. Bisherige Untersuchungen haben gezeigt, daß sich die leichten und die massiven Sterne im gleichen Zeitraum formiert haben müssen. Mindestens die Hälfte von ihnen sind noch in Gas- und Staubhüllen eingebettet oder besitzen Anzeichen für zirkumstellare Scheiben mit Akkretionsaktivität (Hillenbrand et al. 1995 [30]). In Tabelle 1.13 sind die stellaren Parameter von BD + 40°4124 und einiger anderer wichtiger Komponenten dieser Gruppe aufgelistet. Betrachtet man in Abbildung 1.19 das Spektrum von BD + 40°4124 im kurzwelligen K-Band-Bereich, so fällt auf, daß außer den atomaren Wasserstoff-Emissionslinien von Br- δ und Br- γ keine weiteren spektralen Phänomene auftreten. Da es sich bei BD + 40°4124 um einen Stern der Spektralklasse BV handelt, liegt das Nichtvorhandensein von Absorptionslinien im Bereich

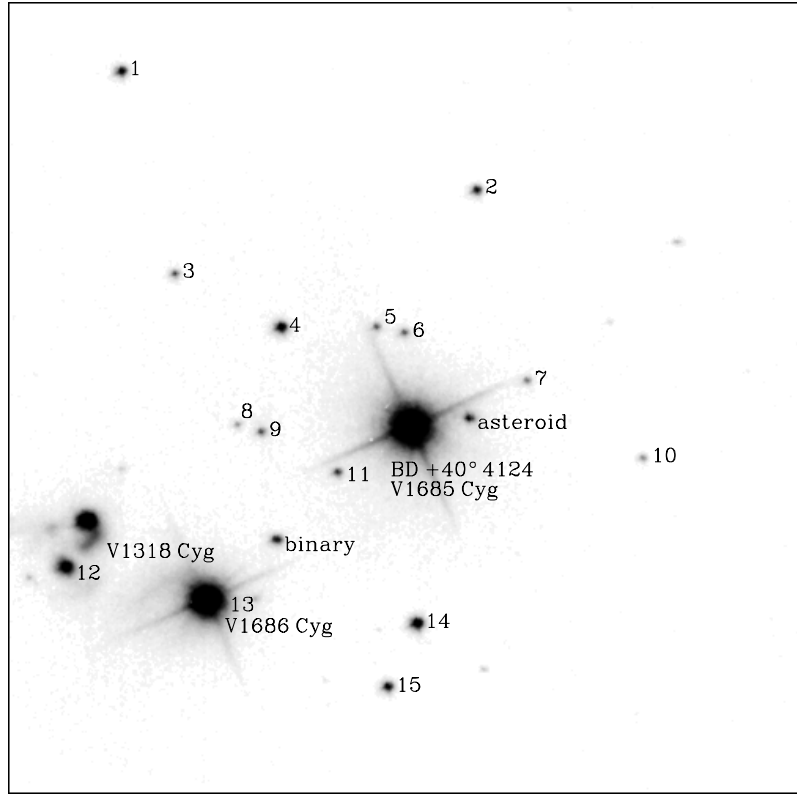


Abbildung 1.18: 80×80 Bogensekunden K-Band- Bild des Feldes um den Stern BD + $40^\circ 4124$, aufgenommen mit der Weitfeld IR Kamera Ω CASS und ALFA (R. I. Davies und Team ALFA [16])

des zu Erwartenden (Lançon et al. 1992 [45]). Die Emissionslinien der Brackett-Serie rühren dagegen von der Fall-B-Rekombination ionisierter Wasserstoffatome in der Gashülle, welche durch die UV-Strahlung des Sternes erzeugt worden sind, her. Die hohe effektive Temperatur von B-Sternen, die im Bereich von 20000 K liegt, läßt einen Anstieg des Kontinuum-Flusses zu kürzeren Wellenlängen hin erwarten. Statt dessen wird eine Zunahme zu längeren Wellenlängen hin beobachtet. Daraus kann geschlossen werden, das die beobachtete Strahlung hauptsächlich durch die thermische Emission von heißem Staub, welcher die Sterne umgibt, verursacht wird.

Die Extinktion, welche durch den interstellaren Staub hervorgerufen wird, kann aus den Verhältnissen der Linienstärken der Br- δ und der Br- γ -Emissionslinien berechnet werden. Dabei wird zuerst von den beobachteten Intensitäten der beiden Emissionslinien ausgegangen, welche lauten

$$I_{Br\delta}^{beob} = I_{Br\delta}^{intr} e^{-\tau_{Br\delta}} \quad (1.67)$$

$$I_{Br\gamma}^{beob} = I_{Br\gamma}^{intr} e^{-\tau_{Br\gamma}} \quad (1.68)$$

wobei $\tau_{Br\delta}$ bzw. $\tau_{Br\gamma}$ die optischen Opazitäten der zirkumstellaren Materie bei den entsprechenden Wellenlängen ist.

Eine geeignete Kombination der Gleichungen 1.67 und 1.68 führt dann zu einem Ausdruck, mit welchem die Differenz zwischen den optischen Opazitäten bei zwei verschiedenen Wellenlängen

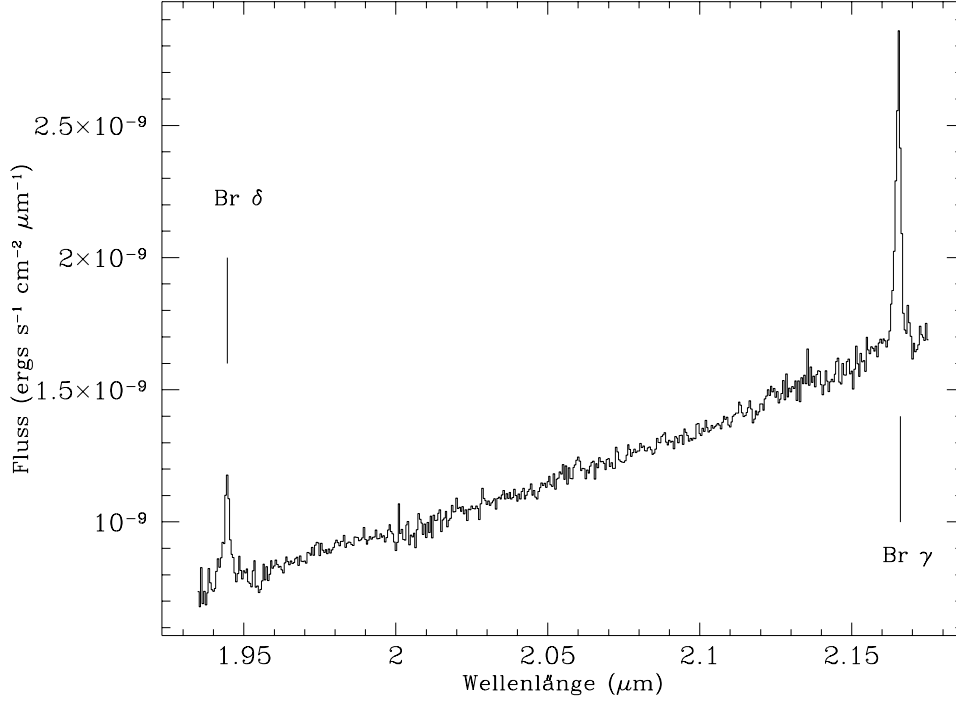


Abbildung 1.19: K-Band-Spektrum von BD + 40°4124

errechnet werden kann.

$$\begin{aligned} -\ln \left(\frac{(I_{Br\delta}/I_{Br\gamma})_{beob}}{(I_{Br\delta}/I_{Br\gamma})_{intr}} \right) &= \tau_{Br\delta} - \tau_{Br\gamma} \\ &= \Delta\tau \end{aligned} \quad (1.69)$$

Das Absorptionsgesetz von Landini [46] liefert einen direkten Zusammenhang zwischen $\Delta\tau$ und den entsprechenden Wellenlängen.

$$\Delta\tau = \tau_{Br\gamma} \left[\left(\frac{\lambda_{Br\delta}}{\lambda_{Br\gamma}} \right)^\alpha - 1 \right] \quad (1.70)$$

wobei $\alpha = -1.85 \pm 0.05$ ein aus spektroskopischen Messungen im IR-Bereich bestimmter Parameter ist.

Die Gleichsetzung von 1.70 mit 1.69 ergibt einen Ausdruck für $\tau_{Br\gamma}$. Um schließlich einen Wert für die Absorption A_V zu erhalten, muß die Differenz $\Delta\tau_V$ zwischen der optischen Opazität bei der betrachteten Wellenlänge und derjenigen bei $\lambda_V = 600.00$ nm gemäß dem Gesetz von Landini berechnet werden. Somit ergibt sich für A_V

$$\begin{aligned} A_V &= (2.5 \log_{10}(e)) \times \Delta\tau_V \\ &= (2.5 \log_{10}(e)) \times \tau_{Br\gamma} \left[\left(\frac{\lambda_V}{\lambda_{Br\gamma}} \right)^\alpha - 1 \right] \end{aligned} \quad (1.71)$$

Gleichung 1.72 ist die Extinktion in Einheiten von Magnituden. Das aus dem aufgenommenen Spektrum (Fig. 1.19) ermittelte Verhältnis der Linienstärken von $Br\gamma$ zu $Br\delta$ beträgt 2.83,

wohingegen der intrinsische Wert bei 1.52 liegt (Osterbrock 1989 [60]). Die Wellenlängen für die $\text{Br}\gamma$ - und die $\text{Br}\delta$ -Emission betragen $2.166 \mu\text{m}$ bzw. $1.945 \mu\text{m}$ (Tokunaga 1995 [71]), so daß sich ein Wert für die Extinktion A_V von 29 mag ergibt. Dieses Resultat kann durch die Verwendung der Extinktionskurven und der daraus abgeleiteten Gleichungen von Howarth [32] verifiziert werden. Die Absorption kann durch

$$A_V = R \frac{\Delta A}{\Delta X} \quad (1.72)$$

wobei ΔA gemäß Gleichung 1.72 berechnet wird, aber hier anstelle $\Delta\tau_V$ die Größe $\Delta\tau$, welche durch den Zusammenhang 1.69 definiert ist, zu verwenden ist. ΔX ergibt sich aus

$$\Delta X = X(x_{\text{Br}\gamma}) - X(x_{\text{Br}\delta}) \quad (1.73)$$

Nach Howarth [32] ist $X(x)$ ein Maß für die Extinktion, welche im IR-Bereich beschreiben wird durch

$$X(x) = [(1.86 - 0.48x)x - 0.1]x \quad (1.74)$$

mit $x = \frac{1}{\lambda}$. Wird für die Konstante R der Wert 3.1 (Howarth 1983 [32]) verwendet, so ergibt sich hier ein Wert für A_V von 29.9 mag.

Die entsprechenden Resultate betragen nach (Hillenbrand et al. 1995 [30]) für den optischen Bereich 3.6 bis 3.8 mag und den Radiobereich bei ca. 2.6 mm 45 mag. Es überrascht, daß scheinbar die Absorption zu größeren Wellenlängen hin zunimmt, wo doch normalerweise der gegenteilige Trend zu erwarten ist. Dieser Widerspruch kann derart erklärt werden, wenn angenommen wird, daß sich der lichtabsorbierende Staub mit dem Gas, welches die Emissionslinien erzeugt, räumlich vermischt. Somit würden im optischen nur die Oberflächen dieser Staub-Gas-Wolken beobachtbar sein, so daß das von diesen ausgesendete Licht wenig extinguiert wird, da es durch wenig Materie hindurch beobachtet würde. Im Infraroten hingegen wäre es infolge der geringeren Absorption bei längeren Wellenlängen möglich, tiefer in diese Gemische hineinzusehen, und die von dort emittierenden Quellen erschienen stärker gerötet, weil diese durch mehr Staub hindurch detektiert werden würden. Dieser Effekt verstärkt sich natürlich dann im Radiobereich, und die Werte für A_V werden dann maximal. Diese Hypothese wird gestützt durch Arbeiten von Wood et al. [76], welche bei der Beobachtung von ultrakompakten HII-Regionen und Staubwolken um junge Sterne (Spektraltyp O oder B) nachwiesen, daß diese im Radiowellenbereich einer älteren spektralen Klasse anzugehören schienen als im FIR-Bereich. Auch diese Erscheinung konnte nur durch die Vermischung der linienemittierenden HII-Regionen mit dem absorbierenden Staub erklärt werden. Das längerwellige Licht erfuhr, da es durch mehr Materie hindurch beobachtet wurde, demnach auch mehr Absorption und die Lichtquelle erschien stärker gerötet. Aus der Neigung des Kontinuums im Spektrum von Abbildung 1.19 sowie der für den NIR-Bereich bestimmten Extinktion A_V läßt sich die Temperatur von zirkumstellaren Staubwolken im K-Band bestimmen. In diesem Wellenlängenbereich dominieren die heißesten und damit die dem Stern am nächsten gelegenen Komponenten, deren Maximaltemperatur üblicherweise um die 1000 K beträgt. Die kühleren Teile geben den Hauptteil ihrer Strahlung hingegen bei geringeren Frequenzen ab. Es seien im folgenden die geringen spektralen Beiträge des Sternes selbst vernachlässigt und angenommen, daß das Intensitätsprofil des heißen Staubes dem Planckschen Gesetz folgt, also Schwarzkörperstrahlung vorhanden ist. Diese wird dann beschrieben durch:

$$B(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \quad (1.75)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 6.6256 \times 10^{-34} \text{Js}$, der Lichtgeschwindigkeit $c = 2.997925 \times 10^8 \text{ms}^{-1}$ und der Boltzmann-Konstante $k = 1.3805 \times 10^{-23} \text{JK}^{-1}$.

Das Verhältnis aus dieser Intensität bei verschiedenen Wellenlängen ist gleich dem der entsprechenden, auf Einflüsse der Extinktion korrigierten Flußdichten F_{λ}^{intr} . Setzt man für letztere Werte aus dem gemessenen Spektrum ein, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{F_{\lambda_1}^{intr}}{F_{\lambda_2}^{intr}} &= \frac{B_{\lambda_1}}{B_{\lambda_2}} \\ &= \frac{\lambda_2^5 \exp(hc/\lambda_2 kT) - 1}{\lambda_1^5 \exp(hc/\lambda_1 kT) - 1} \end{aligned} \quad (1.76)$$

Die Temperatur, die aus dieser Gleichung ermittelt wird, ist dann diejenige des Objektes. Die wellenlängenabhängige Extinktion A_{λ} und die damit verbundene Opazität τ_{λ} werden aus A_V nach folgenden Gleichungen bestimmt (Koornneef 1983 [36]):

$$A_{\lambda} = 0.36659 \lambda^{-1.6825} A_V \quad (1.77)$$

$$\tau_{\lambda} = \frac{A_{\lambda}}{2.5 \lg(e)} \quad (1.78)$$

Der extinktionskorrigierte Fluß F_{λ}^{intr} lautet:

$$F_{\lambda}^{intr} = F_{\lambda}^{beob} e^{\tau_{\lambda}} \quad (1.79)$$

Aus dem Spektrum in Abb. 1.19 wurde das Verhältnis der extinktionskorrigierten Flußdichten bei den Wellenlängen $\lambda_1 = 1.9625 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 2.1525 \mu\text{m}$ gebildet, welches 0.825 ± 0.031 beträgt. Die daraus gewonnene K-Band-Temperatur T nimmt dann den Wert von $991 \pm 60 \text{ K}$ an. Aus diesem Ergebnis läßt sich dann der innerste Abstand der Staubkörner vom Sternkörper abschätzen. Unter der Annahme, das sich die einzelnen Partikel mit dem sie umgebenden Strahlungsfluß im thermischen Gleichgewicht befinden, kann postuliert werden, daß die vom Stern aufgenommene Strahlungsleistung P_S gleich der abgegebenen P_G , charakterisiert durch die Temperatur T , ist. Die von einem einzelnen Staubkorn emittierte Leistung P_G lautet unter Verwendung des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes:

$$P_G = 4\pi\sigma R_G^2 T^4 \quad (1.80)$$

mit der Stefan-Boltzmannsche Konstante $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^2 \text{ K}^{-4}$ sowie dem Radius R_G des als kreisförmig angenommenen Staubkornes. Befindet sich dieses in einem Abstand R_D von der Mitte des Sternes, so ist die von ihm absorbierte stellare Strahlungsleistung:

$$P_S = 4\pi\sigma R_S^2 T_{eff}^4 \left(\frac{\pi R_G^2}{4\pi R_D^2} \right) \quad (1.81)$$

mit R_S und T_{eff} als Radius und effektive Temperatur des Sternes. Aus dem Ansatz

$$P_G = P_S \quad (1.82)$$

folgt schließlich für R_G

$$R_D = \frac{1}{2} \frac{T_S^2}{T_G^2} R_S \quad (1.83)$$

Die Temperaturen T und T_{eff} sind 990 K bzw. 20510 K (Hillenbrand et al. 1995 [30]). Somit ergibt sich als Abschätzung für den innersten Abstand der zirkumstellaren Staubwolken der Wert von 215 Sternradien.

1.5 Zusammenfassung

Das Projekt, abbildende Nahinfrarot-Spektroskopie an der Beugungsgrenze des Teleskopes zu betreiben, hat zu folgenden Einsichten und Resultaten geführt:

- Um räumlich hochauflösende astronomische Forschung von erdgebundenen Teleskopen aus, welche bis an deren Beugungsgrenze heranreicht, zu betreiben, ist der Einsatz von adaptiven Optik-Systemen (AO-System) zur Korrektur der atmosphärisch induzierten Bildverwaschungen notwendig, da ansonsten das Auflösungsvermögen durch die Turbulenzen in der Lufthülle diktiert wird.
- Die Kombination des am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik (MPE) entwickelten Nahinfrarot-Feldspektrographen **3D** mit dem laserleitsterngestützten adaptiven Optik-System **ALFA** des 3.5m-Teleskopes auf dem Calar Alto/Spanien stellt eine geeignete instrumentelle Realisierung des oben genannten Projektes dar. Zum einen wird es dadurch möglich, die Punktverwaschungsfunktion des optischen Gesamtsystemes, die beim Einsatz von adaptiver Optik nicht rotationssymmetrisch und auch zeitlich variabel sein kann, in beiden räumlichen Dimensionen und damit eindeutig zu bestimmen. Desweiteren wird ein zweidimensionales Feld am Himmel unter denselben atmosphärischen Bedingungen und Korrekturen während einer einzigen Integration unter höchster räumlicher Auflösung spektroskopiert. Dieses zeitsparende Verfahren ist besonders im Hinblick auf das eventuell langwierige Verfahren der Einkoppelung des Laserleitsternes in das AO-System wichtig.
- Die Beobachtung mit laserleitsterngestützten adaptiven Optik-Systemen erfordert spezielle Techniken, um einerseits eine vernünftige Korrektur der Bildverwaschungen zu erreichen, als auch um die zur Verfügung stehende Beobachtungszeit optimal auszunutzen. Ersteres kann durch eine geeignete Plazierung des natürlichen Leitsternes und des Laserleitsternes sowie der Beobachtungsaperturen relativ zum Objekt bewerkstelligt werden. Der zweite Punkt kann derart verwirklicht werden, indem man es zwecks Aufnahme reinen Himmels vermeidet, das Teleskop immer wieder vom Objekt wegzubewegen, um es nach Beendigung dieser Integration erneut auf dieses zu zentrieren und die Leitsterne einzukoppeln. Stattdessen kann eine geeignete quellenfreie Stelle innerhalb des ALFA-Blickfeldes ausgewählt werden und diese zusammen mit dem Objekt abwechselnd in das Spektrometer umgeleitet werden. Die hierfür notwendige Optik wurde in Rahmen dieser Dissertation durch das Instrumentenmodul **AIM** realisiert.
- Mit der Instrumentenkombination **ALFA/AIM/3D** konnten die Bildverzerrungen derart kompensiert werden, daß die Punktverwaschungsfunktion eines einzelnen Sternes, d. h. einer Punktquelle, dem Beugungsbild des Teleskopes nahezu identisch gewesen ist, womit der instrumentelle Beweis für die Möglichkeit, beugungsbegrenzte Spektroskopie von terrestrischen Observatorien aus zu betreiben, erbracht worden ist.
- Mit **ALFA/AIM/3D** ist es zum erstenmal gelungen, von einem erdgebundenen Teleskop aus ein spektroskopisches Doppelsternsystem (HEI 7) mit 0.2 Bogensekunden Separation am Himmel räumlich aufzulösen und der bis dahin nicht klassifizierbaren Sekundärkomponente einen Spektraltyp zuzuordnen.

Kapitel 2

Die stellare Kinematik in der Galaxie NGC 3115

2.1 Einleitende Bemerkungen

2.1.1 Das wissenschaftliche Forschungsgebiet dieser Arbeit

Eine der großen Fragen in der zeitgenössischen Astronomie ist die Existenz der sogenannten Aktiven Galaxien (AGNs), welche im Universum in verschiedenen Erscheinungsformen beobachtet werden können. Speziell ist hierbei von Interesse, was die Ursache für die Vielzahl der Vorgänge bildet, welche die AGNs definieren und sie somit über die normalen Galaxien hinausheben. In folgenden sollen nun die wichtigsten Klassen, in welche sich die aktiven Galaxien unterteilen lassen, vorgestellt sowie ihre innewohnenden Charakteristika angesprochen werden.

Eine Klasse dieser AGNs bilden die Radiogalaxien, mit denen das Auftreten eines nichtthermischen Spektrums im Radiowellenbereich verbunden ist. Die Radioleuchtkraft bei diesen Galaxien liegt typischerweise zwischen 10^{33} und 10^{38} Watt und kann damit genau so groß sein wie die einer normalen Galaxie. Die Radioemission wird durch die Synchrotronstrahlung von in Magnetfeldern beschleunigten Elektronen erzeugt. Es ist ein bis heute noch nicht geklärtes Problem, wie diese Elektronen und die Magnetfelder entstehen und woher die Elektronen ihre Energie beziehen.

Desweiteren existieren die sogenannten Seyfert-Galaxien, welche sich grob in zwei Gruppen unterteilen lassen. Allen gemeinsam ist ein nichtstellares Spektrum, welches im Ultraviolett am stärksten emittiert. Außerdem gehören sie zur Klasse der Spiralgalaxien, besitzen jedoch einen extrem hellen Kern, dessen Leuchtkraft zwischen 10^{36} und 10^{38} W liegt und damit derjenigen der restlichen Galaxie gleichkommt. Das von diesen Kernen ausgesendete Spektrum bildet die Grundlage für die Gruppeneinteilung der Seyfert-Galaxien. Sind die erlaubten Übergänge im Gegensatz zu den verbotenen stark verbreitert, so spricht man von einer Seyfert-Galaxie vom Typ 1. Sind alle Linien hingegen schmal, so liegt ein Typ 2 vor. Zwischen diesen beiden Typen sind je nach Art des Spektrums Abstufungen möglich.

Die dritte Klasse der aktiven Galaxien sind die quasistellaren Objekte (QSO). Dies sind extrem leuchtkräftige punktförmige Objekte, welche in mehr oder weniger normalen Galaxien lokalisiert sind. Sie besitzen eine hohe Rotverschiebung ($z = 0.15$ bis ca $z = 4$) und ihre emittierte Energie liegt zwischen 10^{38} und 10^{41} W, ist also um einige Hundert größer als die von herkömmlichen Galaxien. Ihre Spektren besitzen sowohl Emissions- als auch Absorptionslinien, wobei erstere direkt vom QSO herrühren und letztere von Gaswolken, welche entweder von dem

QSO ausgestoßen worden sind oder sich zufällig in der Sichtlinie befinden.

Desweiteren existieren neben den bereits angesprochenen Klassen von aktiven Galaxien noch sogenannte Makarian-Galaxien, LINERS und BL Lac Objekte.

Die Idee ist nun, daß in den Zentren dieser aktiven Galaxien sich übermassive schwarze Löcher befinden, welche die sie umgebende Masse anziehen. Die bei der Akkretion stattfindende Umwandlung von Gravitationsenergie in Strahlung wäre dann die Ursache für die Erscheinungen, welche in den AGNs beobachtet werden. Theoretische Abhandlungen und Vorhersagen zu dieser Hypothese sind bereits seit den sechziger Jahren verfaßt worden.

Dieses faszinierende Modell hat nun eine ganze Reihe von Aktivitäten zur Suche von schwarzen Löchern oder zumindest von großen Konzentrationen von dunkler Materie in den Zentren von Galaxien ausgelöst (Kormendy et al. 1988, 1992, 1996, 1997, 1998 [37, 39, 40, 41, 42, 43], Magorrian et al. 1998 [48], van der Marel 1994 [52], Emsellem et al. 1998 [20], Genzel et al. 1996 [24]). Um die Massen in den Galaxienzentren abschätzen zu können, wurden die kinematischen Prozesse in den stellaren oder den gasförmigen Komponenten der zu untersuchenden Objekte analysiert. Bei der letzteren Methode besteht jedoch der Nachteil, daß Gase auch Kräften unterliegen, welche keinen Ursprung in der Gravitation besitzen. Als Beispiele seien hier Magnetfelder oder Schockwellen genannt.

Bisher konnten jedoch nur in einigen Galaxien Anzeichen für die Existenz massiver dunkler Massen in ihren Kernen gefunden werden. Ein direkter Nachweis eines schwarzen Loches ist bisher noch nicht gelungen. Dies liegt daran, daß mit dem gegenwärtigen Stand der Technik die notwendige räumliche Auflösung zur Beobachtung und Analyse kinematischer Vorgänge, die auf Größenskalen von Schwarzschild-Radien schwarzer Löcher ablaufen (10^{-4} bis 10^{-6} mpc), noch nicht erreicht werden kann. Als Beispiel für die zur Zeit mögliche Nachweisgrenze mögen in diesem Zusammenhang die Arbeiten von Miyoshi et al. 1995 [54] über die Galaxie NGC 4258 genannt sein, in der mittels Beobachtung von Maser-Emission des Wassers durch Very Long Baseline Interferometrie (VLBI) Distanzen von ca. 10^6 Schwarzschild-Radien aufgelöst werden konnten. Erwähnenswert sei an dieser Stelle auch die Strategie, die Röntgenstrahlung bei AGNs auszunutzen und den Fe-K-Übergang bei 6.7 keV zu spektroskopieren. Die Arbeiten von Mushotzky et al. 1995 [55] haben gezeigt, daß die Emission dieser Linie im zentralen Gebiet von aktiven Galaxien mit einer Ausdehnung von ca. 100 Schwarzschild-Radien stattfindet und die dazugehörige Linienbreite hauptsächlich durch Dopplerverbreiterung und Gravitationseffekte entsteht. Damit lassen sich dann kinematische Prozesse auf extrem kleinen Skalen abschätzen.

In Tabelle 2.1 sind diejenigen Galaxien, welche die größte Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein eines schwarzen Loches in ihrem Zentrum aufweisen mit einigen ihrer Daten aufgelistet. In Rahmen dieser Promotionsarbeit soll ein weiterer Beitrag zur Beantwortung der Frage der Existenz schwarzer Löcher in Galaxien geleistet werden. Bisherige Untersuchungen haben Modelle zur Beschreibung der kinematischen Situation in den oben genannten Galaxien entwickelt, welche die Existenz von schwarzen Löchern oder zumindest massiven dunklen Massekonzentrationen postulierten. Was bisher aber noch nicht gelungen ist, es definitiv auszuschließen, daß es in diesen Galaxien schwarze Löcher nicht geben kann. Speziell ist der Einfluß von eventuell vorhandenen räumlich anisotropen Geschwindigkeitsdispersionen auf die zentrale Massenverteilung noch nicht hinreichend genau untersucht worden. Die Publikationen von R. van der Marel [51] haben zwar in dieser Richtung bereits einige Resultate in bezug auf die Galaxie M32 vorgestellt und kamen zu dem Schluß, daß dort ein rund 10^6 -Sonnenmassen schweres schwarzes Loch enthalten ist, jedoch konnte auch hier die obige Frage nicht beantwortet werden.

In dieser Arbeit soll nun die Wirkung von anisotropen Geschwindigkeitsdispersionen auf die Massenverteilung weiter untersucht werden. Zu diesem Zweck bietet sich die Galaxie NGC 3115

Galaxie	Typ	D (Mpc)	$M_{BH}(M_{\odot})$
M 31	Sb	0.7	3×10^7
NGC 3115	S0	8.4	1×10^9
M 32	E	0.7	2×10^6
NGC 4594	Sa	9.2	5×10^8
Milchstraße	Sbc	0.0085	2×10^6
NGC 3377	E	9.9	8×10^7
NGC 4258	Sbc	7.5	4×10^7
M 87	E	15.3	3×10^9

Tabelle 2.1: Tabelle derjenigen Galaxien, welche bisher die stärksten Anzeichen für schwarze Löcher in ihren Kernen besitzen (Daten entnommen aus J. Kormendy et al. 1995 [38]). Die erste Spalte enthält die Bezeichnung oder den Namen der Galaxie, die zweite ihre Hubble-Klassifikation, die dritte ihre Entfernung zum Beobachter und die vierte die zentralen Masse in Einheiten von Sonnenmassen

an, deren privilegierte Eigenschaften (siehe Kapitel 2.1.2) stellare kinematische Analysen erleichtern und somit bereits eine Fülle von Untersuchungen und Analysen zur Folge hatten (u.a. Kormendy et al. 1992, 1996 [37, 39], Magorrian et al. 1998 [48], Emsellem et al. 1998 [20]). Die bisherigen Erkenntnisse legten den Schluß nahe, daß diese Galaxie zu denjenigen Objekten gehört, in der eines der massereichsten schwarzen Löcher vermutet wird.

Als instrumentelles Einsatzmittel für die Durchführung der Beobachtungen von deren zentralen Regionen ist der Nahinfrarot-Feldspektrograph 3D vorgesehen, der in Kapitel 1.3 schon eingehend beschrieben worden ist. Damit kann ein zweidimensionaler Ausschnitt am Himmel gleichzeitig spektroskopiert und somit Karten von Geschwindigkeitsverteilungen erstellt und eventuelle Besonderheiten, wie anisotrope Dispersionen, leicht erkannt werden. Daraus lassen sich dann besser quantifizierte und vollständigere Randbedingungen für Modellbeschreibungen von Galaxien ableiten, ein Vorteil, den die Langspaltspektroskopie, wie bereits beschrieben, so nicht bieten kann. (1.1.2). Dieser gewaltige Vorteil, den die Feldspektroskopie in Bezug auf die Analyse stellarer Kinematiken besitzt, ist in der Abbildung 2.1 zum besseren Verständnis illustriert. Man möge sich eine fiktive Galaxie vorstellen, deren Helligkeitsprofil durch die Grauskalenzeichnung in Bild (1) 2.1 beschrieben sei. Diese Galaxie soll ein Geschwindigkeitsdispersionsprofil besitzen, wie es durch die Konturen in Bild (1) (Abb. 2.1) angedeutet wird. Zur Veranschaulichung der folgenden Aussagen und Schlußfolgerungen soll als Besonderheit in diesem Falle das Dispersionsmaximum nicht mit demjenigen des Leuchtkraftprofils übereinstimmen. Im Bild (2) sollen die Konturlinien ein Rotationsfeld beschreiben. Werde diese Galaxie nun mit Hilfe der Langspaltspektroskopie untersucht und zu diesem Zweck der Spalt beispielsweise entlang der photometrischen Hauptachse orientiert (Bild (3) und (4)), so zeigt sich, daß die gemessene eindimensionale Dispersionsstruktur keinerlei Schlüsse über ihre Beschaffenheit in der anderen Richtung zuläßt. Wie in Kapitel 1.1.1 bereits beschrieben, müßte nun, um einem räumlich zweidimensionalen Datensatz zu erhalten, der Spalt in diskreten Abständen über die Quelle bewegt und dabei immer wieder eine neue Integration durchgeführt werden, womit die in Kapitel 1.1.1 angesprochenen Nachteile und systematischen Fehler ins Spiel kommen. Wird nun hingegen die Galaxie unter Einsatz der Technik der abbildenden Feldspektroskopie beobachtet, so steht ein kontinuierlicher, räumlich zweidimensionaler spektraler Datensatz der Dispersion und der Rotation zur Verfügung, in welchem die im Objekt

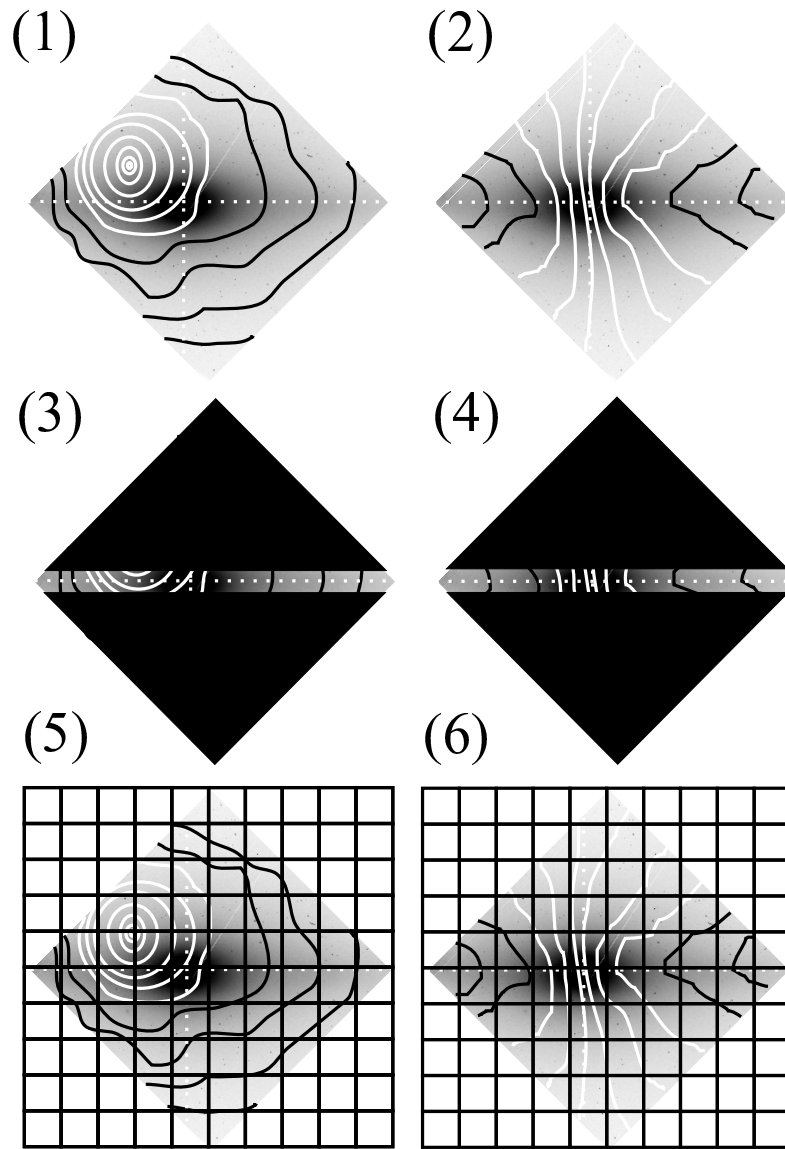


Abbildung 2.1: Illustration des Vorteiles der abbildenden Feldspektroskopie gegenüber der Langspaltspektroskopie bei der Analyse stellarer Kinematiken in Galaxien. Die Bilder (1) und (2) zeigen die projizierten Isogeschwindigkeitsdispersionslinien (1) und Isorotationslinien (2) einer fiktiven Galaxie, gezeichnet mit Konturenlinien über deren Leuchtkraftprofil. Als Besonderheit sei hier angenommen, daß das Maximum der Dispersion nicht mit dem des Helligkeitsprofils übereinstimmt. Während man mittels Langspaltspektroskopie (Bilder (3) und (4)) die Geschwindigkeitsinformationen nur in einer Dimension erhalten kann, und für die andere sich auf Annahmen stützen muß, liefert die Feldspektroskopie eine vollständige räumliche Informationsstruktur (Bilder (5) und (6) - Das eingezeichnete Gitter soll die Größe der an die Himmelsebene projizierten Detektorpixel veranschaulichen)

auftretenden Phänomene und Bedingungen klar erkannt werden können. Dies ist in den Bildern (5) und (6) verdeutlicht, in denen das über sie gelegte Gitter die Größe der an die Himmelsebene projizierten Detektorpixel darstellen soll, die durch den Abbildungsmaßstab der Instrumentenoptik bestimmt wird.

Mit den derart gewonnenen Daten sollen dann im Rahmen dieser Dissertation die stellaren kinematischen Vorgänge im Zentrum von NGC 3115 durch Konstruktion einer Modellgalaxie beschrieben werden, deren Parameter durch Anpassung an die aus den Beobachtungen folgenden Randbedingungen genau bestimmt werden. Daraus können dann Aussagen über die Massenkonzentrationen in ihrem Mittelpunkt gemacht werden.

2.1.2 Die Galaxie NGC 3115

Die Galaxie NGC 3115 ist eine Galaxie vom Typus S0, welche zum Beobachter eine Distanz von ca. 10 Mpc besitzt. Ihre projizierte photometrische Hauptachse liegt bei einem Positionswinkel von ca. 45° (Capaccioli et al. 1987 [12]). In Abbildung 2.2 ist ein V-Band-Bild dieser Galaxie zu sehen. Die Apertur beträgt hier 15×15 Bogenminuten. Diese Aufnahme ist mit den United Kingdom Schmidt Teleskop gemacht und vom Archiv der NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) mit freundlicher Genehmigung zur Verfügung gestellt worden. Bei der vorgegebenen Entfernung von 10 Mpc entspricht eine Winkelseparation von einer Bogensekunde einer räumlichen Distanz von 48.5 pc. Die Magnitude bei $2.2 \mu\text{m}$ in einer kreisförmigen Apertur mit einem Durchmesser von 7.5 Bogensekunden beträgt 8.25 (Boisson et al. 1993 [10]).

Es gibt nun eine ganze Reihe von interessanten Aspekten, welche eine wissenschaftliche Analyse dieses Objektes lohnenswert erscheinen lassen. Seine relative Nähe, ein Inklinationwinkel zwischen 83° und 90° (Capaccioli et al. 1987 [12], Emsellem et al. 1998, [20]) als auch das Vorhandensein von wenig Staub und Gas in dem Galaxienkörper stellen ideale Voraussetzungen für morphologische und kinematische Untersuchungen dar.

Die bisherigen Beobachtungen haben ergeben, daß NGC 3115 eine doppelscheibige Struktur besitzt. Zum einen eine äußere Scheibe der Freeman II Kategorie als auch eine kleine im Kernbereich der Galaxie (Kormendy et al. 1996 [39]). Die äußere Scheibe weist nach Capaccioli et al. 1987, 1988 [12, 13] eine leichte Spiralarmstruktur sowie eine Verdickung in den äußeren Bereichen auf.

Auf dem Gebiet der kinematischen Analysen haben Arbeiten von J. Kormendy, R. Bender et al. 1992, [37], Kormendy et al. 1996 [39] gezeigt, daß NGC 3115 eines derjenigen Objekte ist, welches eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit dafür besitzt, daß sich in seinem Zentrum ein schwarzes Loch mit einer Masse von ca. $1 - 2 \times 10^9 M_\odot$ befindet. HST/FOS-Beobachtungen haben gezeigt, daß die Geschwindigkeitsdispersion in dem zentralen Bereich von ungefähr 200 km/s auf 445 km/s ansteigt. Das Masse-Leuchtkraft-Verhältnis nimmt zum Kern hin um einen Faktor von 10 zu. Veröffentlichungen von Emsellem et al. 1998 [20] und Magorrian et al. 1998 [48] ergaben zentrale Massen von $6.5 - 9.5 \times 10^8 M_\odot$ bzw. um die $4.8 \times 10^8 M_\odot$.

Die Motivation für die Untersuchung von NGC 3115 im Rahmen dieser Promotionsarbeit, ist, wie bereits in Kapitel 2.1.1 angesprochen, die Tatsache, daß es über dieses Objekt bereits eine Reihe von gesicherten Erkenntnissen auf dem Gebiet der stellaren Kinematik existieren. Somit kann eine Teststudie durchgeführt werden, in der festgestellt werden kann, ob die zur Verfügung stehenden instrumentellen und analytischen Kapazitäten eine Bestätigung dieser Ergebnisse zulassen.

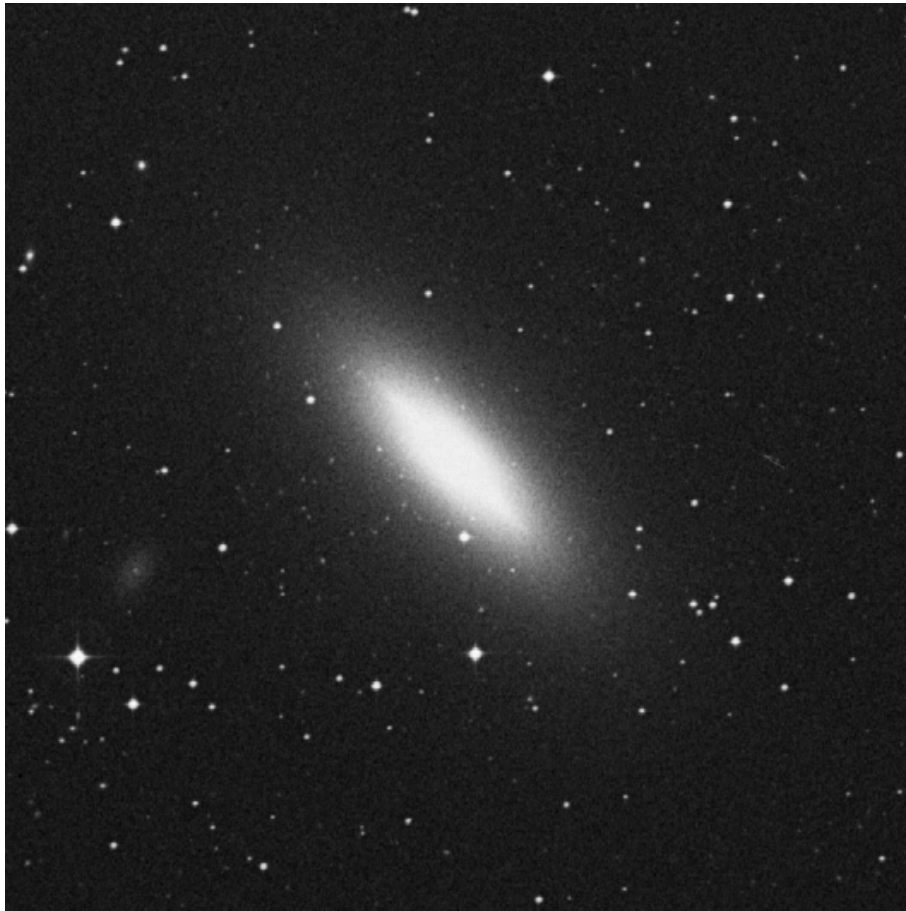


Abbildung 2.2: V-Band-Bild von NGC 3115, aufgenommen mit dem UK Schmidt Teleskop, zur Verfügung gestellt mit freundlicher Genehmigung des NED-Archives

2.2 Die Beobachtungen

2.2.1 Astronomische Observationen mit ROGUE

Da das räumliche Auflösungsvermögen des 3D-Spektrometers von der atmosphärischen Seeing-Situation bestimmt wird, erschien es sinnvoll, dessen räumliches Auflösungsvermögen durch einen vorgeschalteten Tip-Tilt-Korrektor zu verbessern, welcher zusammen mit 3D an einer Reihe von Teleskopen eingesetzt werden kann. Zu diesem Zweck wurde zwischen 1993 und 1995 am MPE die Instrumente **ROGUE 1** und **ROGUE 2** (**R**apid **O**ff Axis **G**Uider **E**xperiment - Thatte et al. 1995 [68]) entwickelt, welches die Zitterbewegungen des Bildes des Objektes um seine nominelle Ruheposition kompensiert. In Gegensatz zur Instrumentenkombination ALFA/AIM/3D ist ROGUE/3D nicht auf den Einsatz am 3.5m-Teleskop des DSAZ auf dem Calar Alto/Spanien beschränkt, sondern kann an einer Reihe von weiteren Teleskopen eingesetzt werden. Diese sind das 4.2m-William-Herschel-Teleskop auf den kanarischen Inseln, das 2.2m-Teleskop der Europäischen Südsternwarte (ESO) in La Silla/Chile und das 3.9m-Teleskop des Anglo-Australischen-Observatoriums (AAO) in Coonabarabran/Australien. Der Nachteil ist, daß diese große Flexibilität es erzwingt, daß die eingesetzten Instrumente aus transporttechnischen Gründen möglichst einfach, kompakt, robust, mit der Teleskopelektronik kompatibel

Quelle	Beob.	Int. Zeit auf der Quelle	Seeing (FWHM im K-Band)	Zenith- distanz
NGC 3115	10.04.1996	4200 s	0''6	21 – 32°
	11.04.	3200 s	0''5	22 – 29°
	13.04.	2000 s	0''7	21°
	16.04.	2600 s	0''5	21 – 24°
	17.04.	1800 s	0''5	21°
	19.04.	1200 s	0''6	22°
		Σ 15000 s		

Tabelle 2.2: Beobachtungsparameter für NGC 3115: Der spektroskopierte Wellenlängenbereich lag zwischen 2.19 und 2.45 μm , die spektrale Auflösung betrug $R = 2000$, die Pixelskala 0''3 / Pixel und das beobachtete Blickfeld 4''8 \times 4''8

sein müssen sowie wenig Gewicht haben dürfen. Diese Erfordernisse sind von adaptiven Optik-Systemen beim gegenwärtigen Stand der Technik noch nicht gleichzeitig erfüllbar. Deshalb kann ROGUE nur die Tip-Tilt-Korrektur ausführen, wodurch beugungsbegrenzte Spektroskopie aber nicht möglich ist. Nichtsdestotrotz kann mit dem Einsatz von ROGUE das Signal-Rausch-Verhältnis erheblich gesteigert werden und zudem stellen Tip-Tilt-Systeme nahezu perfekte Autoguides für Teleskope dar, so daß Ungenauigkeiten in der Teleskopnachführung beseitigt werden und somit die räumliche Auflösung erhalten bleibt. Somit stellt ROGUE, technisch wie zeitlich (es wurde ja vor der Inbetriebnahme von ALFA und ALFA/AIM/3D entwickelt), eine Art Zwischenstufe zu adaptiven Optik-Systemen hin dar.

ROGUE kann Tip-Tilt-Korrekturen von 10 Hz bis 100 Hz durchführen auf Leitsternen bis hinunter zu einer Helligkeit von $m_V = 18.0$. Die Leitsterne können in einem Blickfeld von 4 \times 4 Bogenminuten ausgewählt werden. Damit sind fast 100 % des Himmels beobachtbar. Mit ROGUE kann bei zwei verschiedenen Pixelskalen beobachtet werden, diese sind die intrinsische Pixelskala von 3D, 0''5 / Pixel, sowie 0''3 / Pixel.

2.2.2 Beschreibung der Beobachtungen von NGC 3115

Die Galaxie NGC 3115 wurde im April 1996 am 2.2m-Teleskop des Observatoriums der Europäischen Südsternwarte (ESO) in La Silla / Chile mit der Instrumentenkombination 3D/ROGUE 1 beobachtet. Die Seeing-Bedingungen variierten zwischen 0''5 und 0''7 (FWHM im K-Band), so daß sie als exzellent einzustufen sind. Der beobachtete Spektralbereich lag zwischen 2.19 und 2.45 μm , also im langwelligen Teil des K-Bandes, wobei die spektrale Auflösung $R = 2000$ betrug. Das beobachtete Blickfeld betrug 4''8 \times 4''8 Bogensekunden bei einem Abbildungsmaßstab von 0''3 / Pixel. In Tabelle 2.2 sind die Beobachtungsparameter aufgelistet. Bei der Angabe der Integrationszeiten für die einzelnen Objekte ist zu beachten, daß dieselbe Zeitdauer notwendig ist, um quellenfreie Bereiche des das Objekt umgebenden Himmels zu beobachten. Diese Aufnahmen sind zur Bestimmung der thermischen Emission der Atmosphäre und der Instrumente sowie der Linienemission der ersteren (OH-Linien) notwendig, welche auch in den Aufnahmen der Quelle enthalten sind. Da diese Strahlung um ein vieles stärker ist als diejenige, welche von den Objekten ausgeht, ist es daher notwendig, den freien Himmel mit dem gleichen Signal-Rausch-Verhältnis zu beobachten. Deshalb müssen die dort aufgewendete Zeit für die Integration gleich derjenigen für die Quellen entsprechen. Durch Subtraktion der beiden Aufnahmen können dann

diese störenden Beiträge der thermischen Eigenemissionen beseitigt werden. Bei der Auswahl der Stellen mit quellenfreiem Himmel für die Observation ist zu beachten, daß die Luftmassen gemäß der Formel

$$\text{Luftmasse} = \text{Luftmasse}_0 * (1/\cos(\theta)) \quad (2.1)$$

zunehmen, wobei Luftmasse_0 diejenige Masse der Atmosphäre ist, durch die beobachtet wird, wenn sich das Teleskop in der Zenithposition befindet und θ die Winkeldistanz davon zur Quelle darstellt. Da die Luftmassen mit größer werdendem Winkel sehr rasch zunehmen, sollte die Stelle mit quellenfreiem Himmel möglichst nahe beim Objekt liegen. Die bei den Beobachtungen gewählte Distanz betrug deshalb 60 Bogensekunden in ost-westlicher Richtung.

Die Observationen wurden in einzelnen Schritten mit Belichtungszeiten von 300 oder 400 Sekunden durchgeführt. Die Aufnahmen werden dabei in einem bestimmten Zyklus, der aus vier Teilen besteht, gemacht. Dabei wurde zunächst das Teleskop auf die Quelle gerichtet und die erste Integration durchgeführt. Danach ist im zweiten Schritt der freie Himmel mit derselben Dauer beobachtet worden. Anschließend wurde das Bild auf der Detektorfläche mit dem piezosteuerter Spiegel in spektraler Richtung um ein halbes Pixel verschoben und die Aufnahme des quellenfreien Himmelsausschnittes noch einmal wiederholt. Damit wird beim Abtasten der spektralen Richtung das Nyquist-Kriterium erfüllt (siehe dazu auch die Kapitel 1.3.2.2 und 1.3.2.3). Schließlich wird im vierten Schritt das Teleskop auf das Objekt zurückgefahren und dieses noch einmal observiert, wobei dessen Spektrum jetzt um ein halbes Pixel verschoben ist. Damit ist ein Aufnahmezyklus abgeschlossen. Die spektrale Dispersionsrichtung wird wieder um ein halbes Pixel zurückgefahren und der Zyklus beginnt von neuem. Dies wird solange durchgeführt, bis die vorgegebene On-Source-Integrationszeit erreicht worden ist.

Zur Kalibration der atmosphärischen Beiträge in den Galaxienspektren mußten zu jedem Objekt geeignete Standardsterne aufgenommen werden. Am besten geeignet sind dazu Sterne des Spektraltyps O bis F, da in deren Spektren noch keine oder sehr wenige Linien auftreten. Bei NGC 3115 handelte es sich um den Stern HD 87504, ein B8 V-Stern mit einer K-Magnitude von $M_K = 4.85$. Zur genauen Kalibration von instrumentellen Einflüssen auf die Spektren der Galaxien sind jeweils zu Beginn und am Ende einer Beobachtungsnacht noch eine Reihe von Messungen vorgenommen worden. Dies sind zum einen sogenannte Flatfield-Aufnahmen, mit welchen die instrumentelle räumliche und spektrale Antwortfunktion bestimmt sowie der Fabry-Perot-Effekt (2.3.4) korrigiert werden kann. Dazu wurde das Teleskop auf eine entsprechend homogen ausgeleuchtete Fläche innerhalb der Kuppel gefahren. Die während den Observationen eingestellte, nahezu auf unendlich eingestellte Fokussierung wurde beibehalten, so daß das Instrument einheitlich ausgeleuchtet worden ist. Desweiteren werden mit dem Einsatz von Neon- und Argon-Gasentladungslampen die Kalibration der Wellenlängenachse auf dem Detektor durchgeführt. Schließlich wird noch der Dunkelstrom des Detektors bei allen verwendeten Integrationszeiten gemessen.

2.3 Datenauswertung

2.3.1 Allgemeines

Die Aufbereitung der mit dem 3D-Spektrometer aufgenommenen Daten wurde mit dem Softwarepaket **GIPSY** (**G**roningen **I**mage **P**rocessing **S**ystem) durchgeführt. Damit ist es möglich, dreidimensionale Datenstrukturen, wie sie mit 3D gewonnen werden, in befriedigender Weise zu behandeln. Ursprünglich für die Auswertung von astronomischen Daten im Radiobereich, deren Struktur der der 3D-Daten entspricht, entwickelt, bietet es dem Benutzer die Möglichkeit, durch Hinzunahme selbst programmierter Programme und Routinen flexibel auf die An-

sprüche und Notwendigkeiten der 3D-Daten-Reduktion reagieren zu können. Dies kann zum einen in der von **GIPSY** verwendeten Programmiersprache COLA oder aber durch Einbettung von C-Programmen in die **GIPSY**-Umgebung geschehen. Seit der Indienststellung des 3D-Spektrometers im Jahre 1993 ist deshalb am MPE kontinuierlich Software zur Datenanalyse erzeugt und weiterentwickelt worden, welche auch zur Reduktion der in dieser Promotionsarbeit untersuchten Daten verwendet worden sind. Einen ersten Einblick in die Vielfalt und die Fähigkeiten der entsprechenden Programme ist auf dem Internet durch Aufrufen der 3D-Homepage unter der Adresse <http://mpe3d.mpe-garching.mpg.de/3D.html> möglich.

Die Reduktion der 3D-Daten läßt sich im allgemeinen in eine Reihe von Schritten unterteilen, welche zur Erzeugung benutzerfreundlicher, wissenschaftlich verwertbarer Datenstrukturen notwendig sind. Diese sind die Korrektur von räumlichen und spektralen Empfindlichkeitsunterschieden durch Einsatz von Flatfielding, die Wellenlängenkalibration, das Beseitigen von schadhafte und unbrauchbaren Pixeln, die Erzeugung des dreidimensionalen Datenkubusses sowie die Korrektur von spektralen Einflüssen der Erdatmosphäre. Diese Schritte werden im nachfolgenden genauer beschrieben und erläutert.

2.3.2 Flatfielding

Astronomische Daten, welche mit zweidimensionalen Arraydetektoren aufgenommen werden, sind Einflüssen durch eine räumlich und spektral variierende Signalübertragung des Beobachtungsinstrumentes ausgesetzt. Diese Inhomogenitäten rühren einmal von der Qualität der optischen Elemente des Instrumentes, welche über das gesamte beobachtete Blickfeld nicht gleich sein muß, her. Zum anderen variiert die Empfindlichkeit einzelner Pixel auf der Detektormatrix als Folge einer unterschiedlichen Quanteneffizienz. Schließlich muß noch der Fabry-Perot-Effekt, der instrumentellen Ursprunges ist, und in den Daten auftaucht, korrigiert werden (siehe dazu Kapitel 2.3.4). Alle diese Einflüsse können mit den sogenannten Flatfieldaufnahmen, welche ja eine räumlich und spektral homogen emittierende Fläche abbilden, erfaßt werden. Durch Division der beobachteten Aufnahmen lassen sich diese Einfüsse dann beseitigen.

2.3.3 Die Wellenlängenkalibration

Bei der Wellenlängenkalibration ist zu beachten, daß die Dispersion $\frac{dx}{d\lambda}$ entlang der spektralen Achse nicht linear ist. Dies ist die Folge der Abhängigkeit des Brechungsindex des Gitterprismas von der Wellenlänge. Desweiteren variiert $\frac{dx}{d\lambda}$ mit der Position auf dem Eingangsspalt. Es muß also eine geeignete zweidimensionale Funktion in Abhängigkeit der räumlichen Pixel \mathbf{pix}_R als auch ihrer spektralen Gegenstücke \mathbf{pix}_S gefunden werden, welche jedem Pixelelement die richtige Wellenlänge λ zuordnet, also

$$\lambda(\text{\AA}) = f(\mathbf{pix}_R, \mathbf{pix}_S) \quad (2.2)$$

Hierbei erwiesen sich Polynome zweiten Grades als die am besten geeignete Beschreibung der Funktion f . Zur Bestimmung der Parameter von f wird diese an die entsprechenden Kalibrationsmessungen für die Wellenlängenachsen des Detektors angepaßt. Als Stützstellen dienen dabei die Spektrallinien der Neon- und Argon-Gasentladungslampen, deren Wellenlängen sehr genau bekannt und zuordbar sind. Diese Prozedur wird für jeden Beobachtungslauf erneut durchgeführt, um eventuelle, schwer zu kontrollierbare Variationen instrumenteller Parameter (z. B. Temperatur der optischen Komponenten und ihrer Brechungsindizes, Veränderungen in der Justage des Spektrometers u. ä) kompensieren zu können. Für die Kampagne am ESO-2.2m-Teleskop im April 1996 ergaben sich folgende Werte für die Parameter:

$$\lambda = f(\mathbf{pix}_R, \mathbf{pix}_S) \quad (2.3)$$

$$= a_1(\text{pix}_S) + a_2(\text{pix}_S) * \text{pix}_R + a_3(\text{pix}_S) * (\text{pix}_R)^2 \quad (2.4)$$

wobei für die Funktionen a_1 , a_2 und a_3 gilt:

$$a_1 = 2.315552 * 10^4 - 8.814002 * 10^{-1} * (\text{pix}_S - 127.5) - 5.425691 * 10^{-5} * (\text{pix}_S - 127.5)^2 \quad (2.5)$$

$$a_2 = 5.420413 - 1.906983 * 10^{-5} * (\text{pix}_S - 127.5) - 1.288110 * 10^{-7} * (\text{pix}_S - 127.5)^2 \quad (2.6)$$

$$a_3 = 6.838133 * 10^{-4} - 4.575119 * 10^{-8} * (\text{pix}_S - 127.5) + 3.224833 * 10^{-10} * (\text{pix}_S - 127.5)^2 \quad (2.7)$$

mit $0 \leq \text{pix}_R, \text{pix}_S \leq 256$. Die relative Genauigkeit der Wellenlängenkalibration beträgt dabei rund ein Fünftel eines Pixelelementes. Der absolute Fehler wird durch denjenigen der Wellenlängenzuordnung in den Neon- und Argon-Eichspektren bestimmt, der ungefähr 4 \AA beträgt (Outred 1978 [61]).

2.3.4 Die Korrektur des Fabry–Perot–Effektes

Bedingt durch die Saphir-Schutzschicht, welche auf der Detektormatrix aufgebracht ist, kommt es bei dem Durchtreten von elektromagnetischer Strahlung zu Fabry–Perot–Interferenzerscheinungen. Dies führt dazu, daß die Spektren von einer Oszillation mit einer konstanten Frequenz von ca. vier Pixel überlagert sein können. In Abbildung 2.3 wird dieser Effekt am Beispiel einer Beobachtung von BD + 40°4124 gezeigt (oberes Bild). Im kurzwelligen Teil des Spektrums sind diese kleinen Schwingungen sehr gut zu erkennen. Da diese Erscheinung bei allen aufgenommenen Daten, also auch bei den Flatfields auftritt, ergibt sich somit die Möglichkeit, diesen Effekt umfassend zu beseitigen. Dazu wurde mit der gesamten Instrumentenkombination, also Teleskop/ROGUE/3D eine Reihe von Flatfieldaufnahmen gemacht, welche gegenseitig um ein ganzzahliges Vielfaches von einem zehntel Pixelelement in spektraler Richtung verschoben worden sind. Da die Fabry–Perot–Interferenzen über die gesamte Detektorebene variierten, konnte daher keine räumlich einheitliche Korrektur angewendet werden. Es wurde daher die Pixelmatrix in sechzehn quadratische Felder unterteilt, in welchen die Daten durch eine Linearkombination von einzelnen Flatfieldaufnahmen geteilt wurden. Dies geschah mittels einer eigens hierfür am MPE entwickelten Optimierungsroutine, welche diejenige Kombination, mit der die Fabry–Perot–Interferenzen am besten beseitigt werden konnten, ermittelte. Die Effizienz dieses Algorithmusses schwankte zwischen vollständiger Kompensation dieser Interferenzerscheinungen und einer Reduzierung der Fabry–Perot–Schwingungen auf rund zwanzig Prozent. Der Effekt dieser Korrektur wird durch das untere Spektrum von Abbildung 2.3 verdeutlicht.

2.3.5 Die Generierung der Datenkuben

Das endgültige Datenformat soll eine dreidimensionale Struktur aufbauen mit zwei räumlichen Achsen, welche jeweils in sechzehn Pixel unterteilt sind, und mit einer spektralen Achse. Dies entspricht einer Folge von monochromatischen Bildern und repräsentiert am besten die vom Objekt beobachtete Informationsstruktur vor dem Durchlaufen des Bildzerlegers wieder. Eine Verkomplizierung erfährt die Angelegenheit dadurch, das der vom 3D–Spektrometer erzeugte Langspalt in der spektralen Richtung gekrümmt ist, und daß die sechzehn Einzelspalte, welche den Langspalt aufbauen, gegeneinander entlang der Wellenlängenchse um ca. ein Pixelelement verschoben sind. Desweiteren muß die bereits in Kapitel 2.3.3 erwähnte ortsabhängige

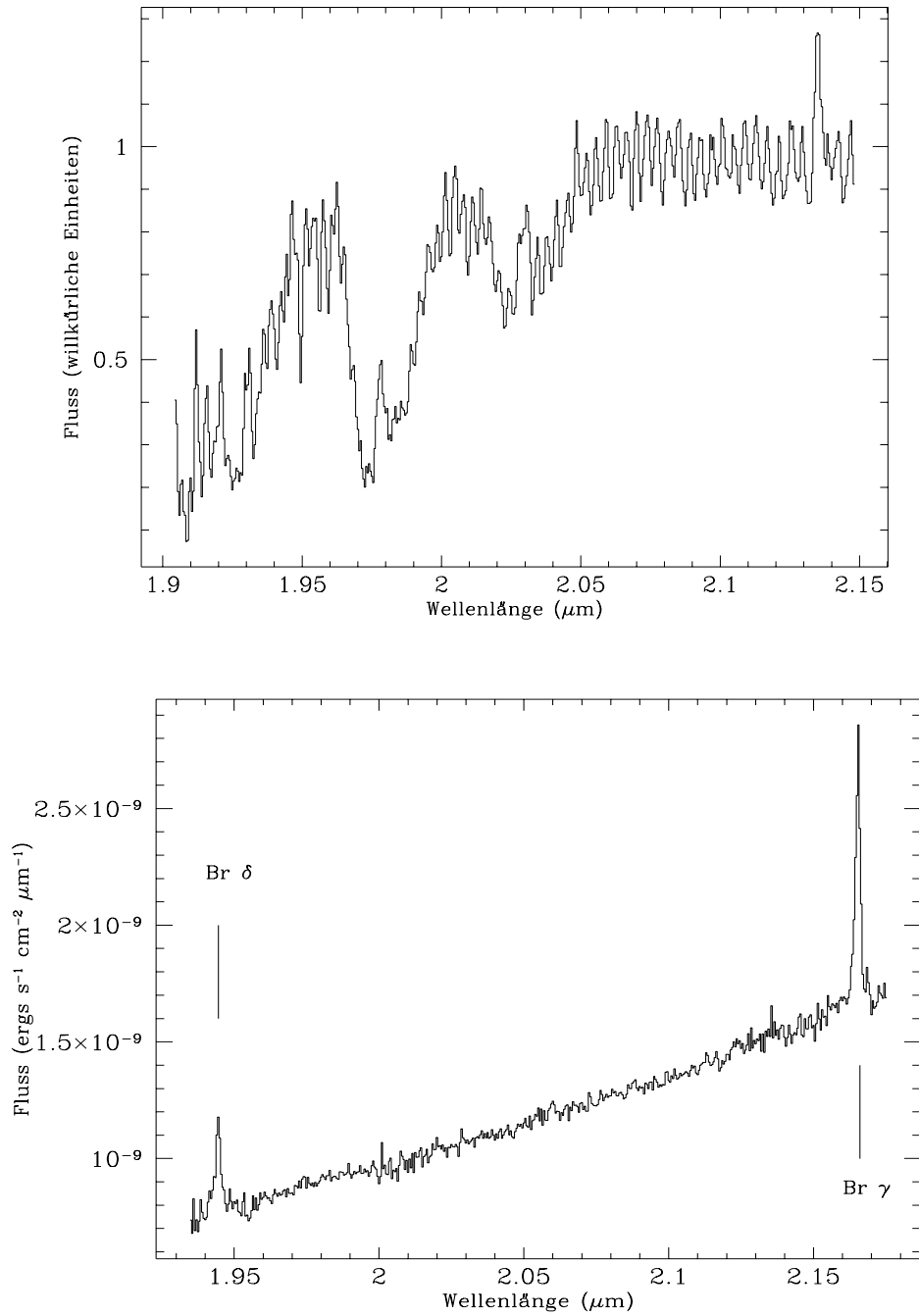


Abbildung 2.3: Bereinigung der Spektren von den Fabry-Perot-Interferenzen und den atmosphärischen Einflüssen am Beispiel einer Observation von BD + 40°4124; Im oberen Spektrum sind im langwelligen Bereich die Oszillationen sehr gut zu erkennen, welche im unteren nahezu vollständig beseitigt sind.

Nichtlinearität der spektralen Dispersion ebenfalls berücksichtigt werden. Mit Hilfe geeigneter Algorithmen werden die Daten nun so umgeformt, daß entlang jeder Detektorzeile nur eine Wellenlänge zu liegen kommt.

Um nun jedem einzelnen Spektrum die richtige Position im Bildfeld zuordnen zu können, wird in einer Labormessung eine Lochblende entlang einer Richtung senkrecht zu den sechszehn Bildzeilelementen bewegt. Mit einer langzeitbelichteten Aufnahme lassen sich dann die Positionen der Lochblende auf den sechszehn Einzelspalten bestimmen. Diese dienen dann als Referenzpunkte beim Erzeugen der zweidimensionalen Bildstruktur.

2.3.6 Beseitigung unbrauchbarer Pixel

Die bei einer Messung auftretenden unbrauchbaren Pixel lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. Dies sind zum einen solche, welche schadhaft sind und somit ständig unsinnige Werte liefern (sog. „tote“ oder „heiße“ Pixel) und zum anderen diejenigen, welche durch den Einfluß kosmischer Strahlung zeitweise gestört worden sind. Die ersteren können in regelmäßig durchgeführten Labormessungen registriert und lokalisiert werden. Die letzteren werden mit Hilfe spezieller Suchalgorithmen in jeder Einzelaufnahme detektiert. Die Positionen aller auf diese Weise ermittelten unbrauchbaren Detektorelemente werden in einem Maskenbild markiert, mit welchem dann die Einzelaufnahmen entsprechend korrigiert werden können. Nach der Erzeugung des Datenkubusses wird an den Stellen der ausgeblendeten heißen Pixel der Mittelwert, berechnet aus der Umgebung der benachbarten Pixel, eingesetzt.

2.3.7 Die Korrektur der spektralen Einflüsse der Atmosphäre

Nach der Durchführung aller bisher beschriebenen Reduktionsschritte verbleibt schließlich noch die Korrektur derjenigen spektralen Einflüsse, welche durch die Atmosphäre verursacht worden, sind sowie von instrumentellen Effekten. Dazu werden die Daten der Standardsterne, welche zusammen mit den Objektdaten aufgenommen worden sind, denselben Reduktionsschritten unterzogen. Desweiteren werden die Sternspektren durch die Kurve der Planckschen Schwarzkörperstrahlung mit der Effektivtemperatur des Kalibrationssternes geteilt sowie über alle räumlichen Koordinaten gemittelt und auf eins normiert. Derart behandelt, können die Spektren der Standardsterne durch die Objektspektren dividiert werden, was dann nahezu alle atmosphärischen Einflüsse beseitigt. Da das Objekt und der mit ihm aufgenommene Kalibratorstern sich an verschiedenen Positionen des Himmels befinden, werden beide durch unterschiedliche Luftmassen hindurch beobachtet. Deshalb variiert dann auch die Tiefe der atmosphärischen Absorptionslinien. So kann in dem Objektspektrum nach der Division durch das Standardsternspektrum noch ein Differenzspektrum enthalten sein. So wird schließlich noch eine Korrektur mit einer berechneten Modellatmosphäre vorgenommen. In der Regel sind in den hier analysierten Daten die Positionsunterschiede zwischen Objekt und Kalibrator sehr klein, so daß mit dem Standardstern bereits alle Störungen durch die Lufthülle beseitigt werden, und damit der letzte Reduktionsschritt nicht zwingend notwendig ist.

2.4 Extraktion der Geschwindigkeits–Verbreiterungs–Funktion aus den gemessenen Spektren mit der Fourier–Kreuzkorrelations–Quotienten–Methode

2.4.1 Einleitung

Aus dem Linienprofilen von gemessenen Galaxienspektren lassen sich Werte für die Rotverschiebung, die projizierte Rotationsgeschwindigkeit und die Geschwindigkeitsdispersion ermitteln, welche sich dann zum Beispiel mit theoretisch berechneten Ergebnissen vergleichen lassen. Zu diesem Zweck werden aus den Spektren mit Hilfe der Fourier–Kreuzkorrelations–Quotienten–Methode (FCQ–Methode) sogenannte Geschwindigkeits–Verbreiterungs–Profile extrahiert, welche dann die Basis für weitere Analysen darstellen. Die FCQ–Methode wurde in Arbeiten von Bender 1990 [5] entwickelt und vorgestellt. Ihr Kern stellt die Dekonvolution des Quotienten aus der Kreuzkorrelation der Spektren der Galaxie und eines Template–Sternes mit der Autokorrelation des letzteren mit sich selbst dar. Diese Methode hat gegenüber anderen Analyseverfahren wie der Fourier–Quotient–Methode oder der Korrelations–Technik einige Vorteile.

- Bei der FCQ–Methode muß a priori keine Annahme über die Verbreiterungsfunktion, z. B. ein Gauss–Profil, gemacht werden.
- Die systematischen Fehler, welche durch die Verwendung von Template–Sternen, welche nicht die korrekte Population in der Galaxie widerspiegeln, erzeugt werden, sind weit geringer als bei den anderen Vorgehensweisen.
- Wird ein Template–Stern verwendet, dessen Spektrum mit dem gleichen Instrument wie die Galaxie gemessen wurde, so werden mit der FCQ–Methode die Effekte der Instrumentenverbreiterung beseitigt. Es ist also unnötig, Annahmen über die instrumentelle Profildfunktion zu machen

2.4.2 Mathematische Diskussion

In diesem Kapitel soll nun eine kurze mathematische Beschreibung der FCQ–Methode vorgenommen werden. Eine detaillierte Abhandlung zu diesem Sachverhalt findet sich in den Arbeiten von R. Bender 1990 [5], an denen sich die folgende Diskussion anlehnen wird.

R. Bender entwickelte den hier vorgestellten Algorithmus auf der Basis von drei Annahmen. Diese sind:

- Die intrinsischen Breiten der Absorptionsübergänge in dem Template–Stern sowie in den Sternen, die die Lichtemission der Galaxie in dem zu untersuchenden Wellenlängenband dominieren, ist gegenüber der instrumentellen Linienverbreiterung vernachlässigbar. Da in der zu analysierenden Galaxie NGC 3115 die Emission im K–Band hauptsächlich durch K– und M–Sterne zustandekommt, welche damit auch als Template–Sterne eingesetzt werden, und Sterne dieses Types eine schmale intrinsische Linienbreite gegenüber der spektralen Auflösung des 3D–Spektrometers besitzen, erscheint die oben gemachte Annahme als vernünftig.
- Das instrumentelle Verbreiterungsprofil zeigt keine signifikante Variation innerhalb des Wellenlängenbereiches, der vom Spektrometer abgedeckt wird und läßt sich durch eine Funktion $L(x)$ mit $\max |L(x)| = |L(0)|$ beschreiben. Variationen des Verbreiterungsprofils entlang des Spaltes sind zulässig, da diese durch die Verwendung von Template–Sternen,

die mit dem gleichen Instrument wie die Quelle aufgenommen worden sind, kompensiert werden können.

- Das spektrale Kontinuum ist in allen Spektren vermöge Division durch ein Polynom niedrigen Grades beseitigt und die unteren Frequenzkanäle im Fourier-Raum ausgeblendet worden.

Im folgenden seien die Funktion $L(x)$ als instrumentelles Verbreiterungsprofil und $B(x)$ als die Geschwindigkeits-Verbreiterungs-Funktion interpretiert. Das Spektrum des Template-Sternes kann wie folgt beschrieben werden:

$$S(x) = \sum_n \alpha_n L(x - x_n) \quad (2.8)$$

Der Ausdruck α_n beschreibt die Linienstärke des n -ten Überganges und x_n die entsprechende Position auf der Wellenlängen- oder der Geschwindigkeitsachse, wobei der Zusammenhang zwischen λ und v lautet

$$v(\lambda) = c \times \ln \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \quad (2.9)$$

mit c als Lichtgeschwindigkeit und λ_0 als speziell definierte Wellenlänge wie etwa die Mitte des betrachteten Bereiches oder die Position eines Linienüberganges.

Das entsprechende Gegenstück für die Galaxie lautet:

$$G(x) = \int B(x - y) \left[\sum_m \beta_m L(y - x_m) \right] dy \quad (2.10)$$

mit β_n als Linienstärke. Die Fouriertransformierten dieser Größen lauten:

$$\tilde{S}(\kappa) = \sum_n \alpha_n e^{i\kappa x_n} \tilde{L}(\kappa) \quad (2.11)$$

$$\tilde{G}(\kappa) = \sum_m \beta_m e^{i\kappa x_m} \tilde{B}(\kappa) \tilde{L}(\kappa) \quad (2.12)$$

Bei der Anwendung der klassischen Fourier-Quotienten-Methode wird zur Bestimmung von $\tilde{B}(\kappa)$ die Größe $\tilde{S}(\kappa)$ durch $\tilde{G}(\kappa)$ geteilt. Somit erhält man

$$\frac{\tilde{G}(\kappa)}{\tilde{S}(\kappa)} = \frac{\sum_m \beta_m e^{i\kappa x_m}}{\sum_n \alpha_n e^{i\kappa x_n}} \tilde{B}(\kappa) \quad (2.13)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, warum bei Verwendung von Template-Sternen, welche die Galaxienpopulation nicht exakt widerspiegeln, eine Bestimmung von $\tilde{B}(\kappa)$ schwierig wird. Es kann dann nämlich nicht mehr gelten

$$\sum_m \beta_m e^{i\kappa x_m} = \sum_n \alpha_n e^{i\kappa x_n} \quad (2.14)$$

Eine Alternative ist es, die Kreuzkorrelation zwischen dem Galaxienspektrum und dem Template-Stern zu betrachten, welche lautet:

$$\begin{aligned} K_{S,G}(z) &= \int G(x + z) S(x) dx \\ &= \sum_{m,n} \alpha_m \beta_n \left[\int B(z - u) L(y - x_n) L(y - x_m - z) du \right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dieser Zusammenhang läßt sich folgendermaßen umformen

$$K_{S,G}(z) = \left[\sum_m \alpha_m \beta_m \int B(z-u) L(y-x_m) L(y-x_m-z) dy du \right] + \left[\sum_{m,n}^{m \neq n} \alpha_m \beta_n \int B(z-u) L(y-x_n) L(y-x_m-z) dy du \right] \quad (2.16)$$

Der erste Summand der rechten Seite von Gleichung 2.16 beschreibt das Maximum der Korrelationsfunktion, während der zweite den entsprechenden Teil außerhalb des Maximums beschreibt. Die Separation zwischen dem Hauptmaximum und den nächsten Zweitmaximum wird durch den kleinsten Abstand zwischen den Absorptionslinien im Spektrum bestimmt (R. Bender 1990 [5]). Analog kann man für die Autokorrelation des Spektrums des Template-Sternes formulieren:

$$K_{S,S}(z) = \int S(x+z) S(x) dx = \sum_{m,n} \alpha_m \alpha_n \left[\int L(y-x_n) L(y-x_m-z) dy \right] \quad (2.17)$$

wobei auch hier wieder die obige Separation angewendet werden kann:

$$K_{S,S}(z) = \left[\sum_m \alpha_m^2 \int B(z-u) L(y-x_m) L(y-x_m-z) dy du \right] + \left[\sum_{m,n}^{m \neq n} \alpha_m \alpha_n \int B(z-u) L(y-x_n) L(y-x_m-z) dy du \right] \quad (2.18)$$

Die Kreuzkorrelation zwischen den Spektren der Galaxien und des Template- Sternes und die Autokorrelation des letzteren lauten in der fouriertransformierten Form unter Verwendung von 2.16 und 2.18:

$$\begin{aligned} \tilde{K}_{S,G}(\kappa) &= \sum_{m,n} \alpha_m \beta_n e^{i\kappa(x_n-x_m)} \tilde{B}(\kappa) \tilde{L}^*(\kappa) \tilde{L}(\kappa) \\ &= \sum_m \alpha_m \beta_m \tilde{B}(\kappa) \tilde{L}^*(\kappa) \tilde{L}(\kappa) + \sum_{m,n}^{m \neq n} \alpha_m \beta_n e^{i\kappa(x_n-x_m)} \tilde{B}(\kappa) \tilde{L}^*(\kappa) \tilde{L}(\kappa) \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \tilde{K}_{S,S}(\kappa) &= \sum_{m,n} \alpha_m \alpha_n e^{i\kappa(x_n-x_m)} \tilde{L}^*(\kappa) \tilde{L}(\kappa) \\ &= \sum_m \alpha_m \alpha_m \tilde{L}^*(\kappa) \tilde{L}(\kappa) + \sum_{m,n}^{m \neq n} \alpha_m \alpha_n e^{i\kappa(x_n-x_m)} \tilde{L}^*(\kappa) \tilde{L}(\kappa) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Es möge nun angenommen sein, das die Breiten von $B(\kappa)$ und $L(\kappa)$ durch Dispersionskoeffizienten σ_B und σ_L beschrieben werden können. Ist der minimale Abstand der Absorptionslinien im Spektrum größer als $4 \cdot \sqrt{\sigma_B^2 + 2 \cdot \sigma_L^2}$, d. h. die Linien um mehr als ihre FWHM separiert, dann sind die Beiträge der zweiten Terme in den Gleichungen 2.19 und 2.20, welche ja die Korrelationsfunktion außerhalb des primären Maximums beschreiben, nahezu vernachlässigbar. Wenn nun der Quotient aus $\tilde{K}_{S,G}(\kappa)$ und $\tilde{K}_{S,S}(\kappa)$ gebildet wird, so erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{K}_{S,G}(\kappa)}{\tilde{K}_{S,S}(\kappa)} &= \frac{\sum_m \alpha_m \beta_m}{\sum_m \alpha_m \alpha_m} \tilde{B}(\kappa) \\ &= \text{KONST} \cdot \tilde{B}(\kappa) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß es jetzt möglich ist, die Fourier-Transformierte des Geschwindigkeits-Verbreiterungs-Profiles direkt aus dem Quotienten aus $\tilde{K}_{S,G}(\kappa)$ und $\tilde{K}_{S,S}(\kappa)$ zu berechnen, da zwischen diesen beiden Größen nun eine direkte Proportionalität besteht.

Die soeben durchgeführte Diskussion ging von der Annahme aus, daß im Spektrum kein Rauschen vorhanden ist. Dies ist jedoch im Allgemeinen natürlich nicht der Fall. Treten im Galaxienspektrum Rauschbeiträge auf, so kann dieses geschrieben werden als:

$$G_R(x) = G(x) + N(x) \quad (2.22)$$

Die Anwendung der FCQ-Methode liefert dann den folgenden Ausdruck:

$$\frac{\tilde{K}_{S,G}(\kappa)}{\tilde{K}_{S,S}(\kappa)} = \frac{\sum_m \alpha_m \beta_m}{\sum_m \alpha_m \alpha_m} \tilde{B}(\kappa) + \frac{\sum_m \alpha_m e^{-i\kappa x_m} \tilde{N}(\kappa)}{\sum_m \alpha_m \alpha_m} \tilde{L}(\kappa) \quad (2.23)$$

Die Rauschkomponenten $\tilde{N}(\kappa)$ sind in der Regel über den gesamten Frequenzbereich in Fourier-Raum verteilt, wohingegen $\tilde{L}(\kappa)$ nur im niederfrequenten Teil bei $\kappa \leq 2 \cdot \tilde{\sigma}_L$ zu finden ist, wobei $\tilde{\sigma}_L$ die Fourierkomponente von σ_L ist. Eine Rücktransformation zwecks Erhalt von $B(x)$ würde zu einer Verstärkung des Rauschens führen. Eine geeignete Methode, dies zu verhindern, ist die Anwendung eines Wiener-Filters, welcher hier mit $W(\kappa)$ bezeichnet sei. Dieser gewichtet im Fourierraum die niederfrequenten Beiträge mit Eins und fällt um einer vom Benutzer bestimmten Stelle rasch auf Null ab, um so die hochfrequenten Beiträge, welche das Rauschen verstärken, unterdrücken zu können. Dies führt schließlich zu folgendem Zusammenhang für $B(x)$:

$$B(x) = KONST \cdot \int \frac{\tilde{K}_{S,G}(\kappa)}{\tilde{K}_{S,S}(\kappa)} W(\kappa) e^{-i\kappa x} d\kappa \quad (2.24)$$

Aus diesem Geschwindigkeits-Verteilungs-Profil werden dann die einzelnen Momente wie Rotverschiebung und Dispersion durch Anpassung einer Gaußkurve an die Funktion $B(x)$ ermittelt.

2.4.3 Realisierung und Test der FCQ-Methode

Im Rahmen dieser Promotionsarbeit wurden Algorithmen zur Anwendung der FCQ-Methode auf die mit dem Instrument 3D gemessenen Spektren entwickelt. Die zunächst in der Programmiersprache FORTRAN 77 geschriebenen Testroutinen sind dann in Zusammenarbeit mit dem MPE in die Umgebung der GIPSY-Software integriert worden (siehe dazu auch Tecza 1999 [65]), so daß Datenreduktion und Analyse in derselben Umgebung stattfinden können.

Im folgenden soll nun die Genauigkeit und Zuverlässigkeit dieser Methode bei ihrer Anwendung auf NIR-Spektren, welche die CO-Bandenköpfe bei $2.89 \mu\text{m}$ und $2.34 \mu\text{m}$ enthalten, untersucht werden. Zudem soll auch der Einfluß des Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR oder S/N) sowie der Anwendung von Template-Sternen falschen Spektraltyps für die FCQ-Methode (sog. Template-Mismatch) auf die Qualität der erhaltenen Resultate ergründet werden. Dazu wurde das Spektrum eines mit dem Instrument 3D aufgenommenen K5 III-Sternes (Schreiber 1998 [64]) zuerst vom Wellenlängen- in den Geschwindigkeitsraum transformiert und dann dort mit einer Reihe von Gauss-Funktionen mit definierter Maximumsposition und Breite konvolviert sowie anschließend Rauschen mit verschiedenen SNR hinzuaddiert. Dann wurde versucht, die Eingabeparameter durch Anwendung der FCQ-Methode wieder zu reproduzieren, wobei dies einmal mit dem Spektrum des oben bereits erwähnten K5 III-Sternes, als auch eines K2.5 III- sowie eines M2 III- Template-Sternes (Schreiber 1998 [64]) vorgenommen wurde. Die Gauss-Kurven besaßen im Geschwindigkeitsraum eine Maximalposition bei 400 km/s und σ -Breiten ($FWHM = 2.355 \times \sigma$) von 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500 sowie 550 km/s. Die

auf dem Kontinuum definierten Signal-Rausch-Verhältnisse betrugen 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50 sowie 55. Um eine brauchbare Statistik erhalten zu können, sind diese Rechnungen mit verschiedenen Rauschmustern durchgeführt worden. In Abbildung 2.4 ist die Streuung der mit der FCQ-Methode reproduzierten Maximalpositionen (dargestellt durch Punkte) um den nominalen Eingangswert von 400 km/s (dargestellt durch die horizontale Linie) in Abhängigkeit des SNR verdeutlicht. Der Wellenlängenbereich startete bei $2.19 \mu\text{m}$ und endete bei $2.34 \mu\text{m}$, schloß also das Na I – und das Fe I –Dublett, das Ca I –Triplet, die Mg I –Absorptionslinie sowie die $^{12}\text{CO}(2-0)$ – und die $^{12}\text{CO}(3-1)$ –Linie ein. Es umfaßte also nicht ausschließlich die CO-Banden. Diese Strategie ist sinnvoll, da bei niedrigem SNR im Fourierraum die mit den Linienbreiten assoziierten Beiträge besser definiert werden. Die CO-Banden, welche bei größeren Wellenlängen als die $^{12}\text{CO}(3-1)$ –Linie liegen, weisen hingegen durch die dort verstärkt einsetzende Wärmestrahlung kein klar definiertes Profil mehr auf, so daß diese in den hier durchgeführten Analysen nicht berücksichtigt worden sind. Der obere Teil des Bildes zeigt die Resultate bei Verwendung des K2.5 III–Templates in der FCQ–Technik, die entsprechenden Daten für den K5 III– sowie den M2 III–Stern sind im mittleren sowie dem unteren Teil des Bildes dargestellt. Für kleine Signal-Rausch-Verhältnisse wie z. B fünf ist die Streuung mit ca. 200 km/s sehr groß. Im Bereich zwischen 10 und 35 liegt diese dann bei rund 30 km/s, um schließlich für Werte größer als 40 auf ca. 20 km/s abzusinken. Es zeigt sich zudem, daß beim Auftreten eines Template-Mismatch die mit der FCQ-Methode erhaltenen Rotverschiebungen mit einem systematischen Fehler behaftet sind, welcher bei dem K2.5 III–Stern ca. + 50 km/s und bei dem M2 III–Stern rund + 20 km/s beträgt. Beim K5 III–Template tritt dagegen, wie erwartet, kein solcher Effekt auf. In den Abbildungen 2.5, 2.6 und 2.7 sind die entsprechenden Resultate für die Linienbreiten aufgeführt. Die Punkte in diesen Graphiken sind die mit der FCQ-Methode reproduzierten Werte der Eingangslinienbreiten der Gauss-Funktionen, welche mit der durchgezogenen Linie verdeutlicht sind. Die FCQ-Technik wurde mit einem Template-Stern vom K5 III–Spektraltyp durchgeführt. Es sind hierbei die Ergebnisse für $S/N = 5, 15, 25, 35, 45$ und 55 vorgestellt. Es zeigt sich, daß für $S/N = 5$ die Streuung bei ca. 100 km/s liegt, um schließlich für $S/N = 55$ auf ca. 30 km/s abzunehmen. Es ist in allen drei Abbildungen zu erkennen, daß bei kleinen Linienbreiten die FCQ-Technik systematisch zu große Werte zurückliefert. In Abb. 2.5 ist dieser Effekt am stärksten ausgeprägt und in Abb. 2.7 am geringsten. In ersteren Fall setzt er bereits bei einer Linienbreite von kleiner als 200 km/s ein, wohingegen im zweiten und dritten Fall erst Werte, die unter 150 km/s bzw. 100 km/s liegen, betroffen sind. Dies ist auf den Einfluß durch die Wahl der Form des Wiener Filters $W(\kappa)$ in Gleichung 2.24 zurückzuführen. In Abb. 2.5 setzte der Filter in alle Fourier-Frequenzen, die größer als $\kappa = 0.0020$ sind, zu Null, im Gegensatz zu den Abbildungen 2.6 und 2.7, wo die Grenzfrequenzen bei $\kappa = 0.0025$ und $\kappa = 0.0030$ lagen. Man erkennt, daß der systematische Versatz zu größeren Werten bei kleinen Linienbreiten abnimmt, je größer der Wert für κ ist. Schmale Linien besitzen im Fourier-Raum eine breitbandigere Form des Ausdruckes $(\tilde{K}_{S,G}(\kappa))/(\tilde{K}_{S,S}(\kappa))$, so daß ein Filter, der bereits bei kleineren Fourier-Frequenzen eine geringere Gewichtung vornimmt, Informationen gleichsam unterdrückt. Es entsteht in Gleichung 2.24 somit ein effektiver Integrand, der einer breiteren Linie zuzuordnen ist und diese auch bei der Rücktransformation erzeugt. Desweiteren ist bei kleinen Geschwindigkeitsdispersionen die instrumentelle Auflösungsgrenze zu beachten, welche im Fall des 3D-Spektrometers bei $\sigma_{\text{grenz}} = 64 \text{ km/s} \Leftrightarrow FWHM = 150 \text{ km/s}$ liegt. Linienbreiten, die um oder unterhalb dieses Wertes liegen, können nicht mehr korrekt wiedergegeben werden. Die entsprechenden Resultate für den K2.5 III– und den M2 III–Template-Stern sind in den Abbildungen 2.8 und 2.9 gezeigt. Der Wiener-Filter schnitt in beiden Fällen bei einer Frequenz von $\kappa = 0.0025$ ab. Die Eingangs-Linienbreiten werden auch bei Vorhandensein von Template-Mismatch ohne systematische Fehler reproduziert. Lediglich die statistische Streuung

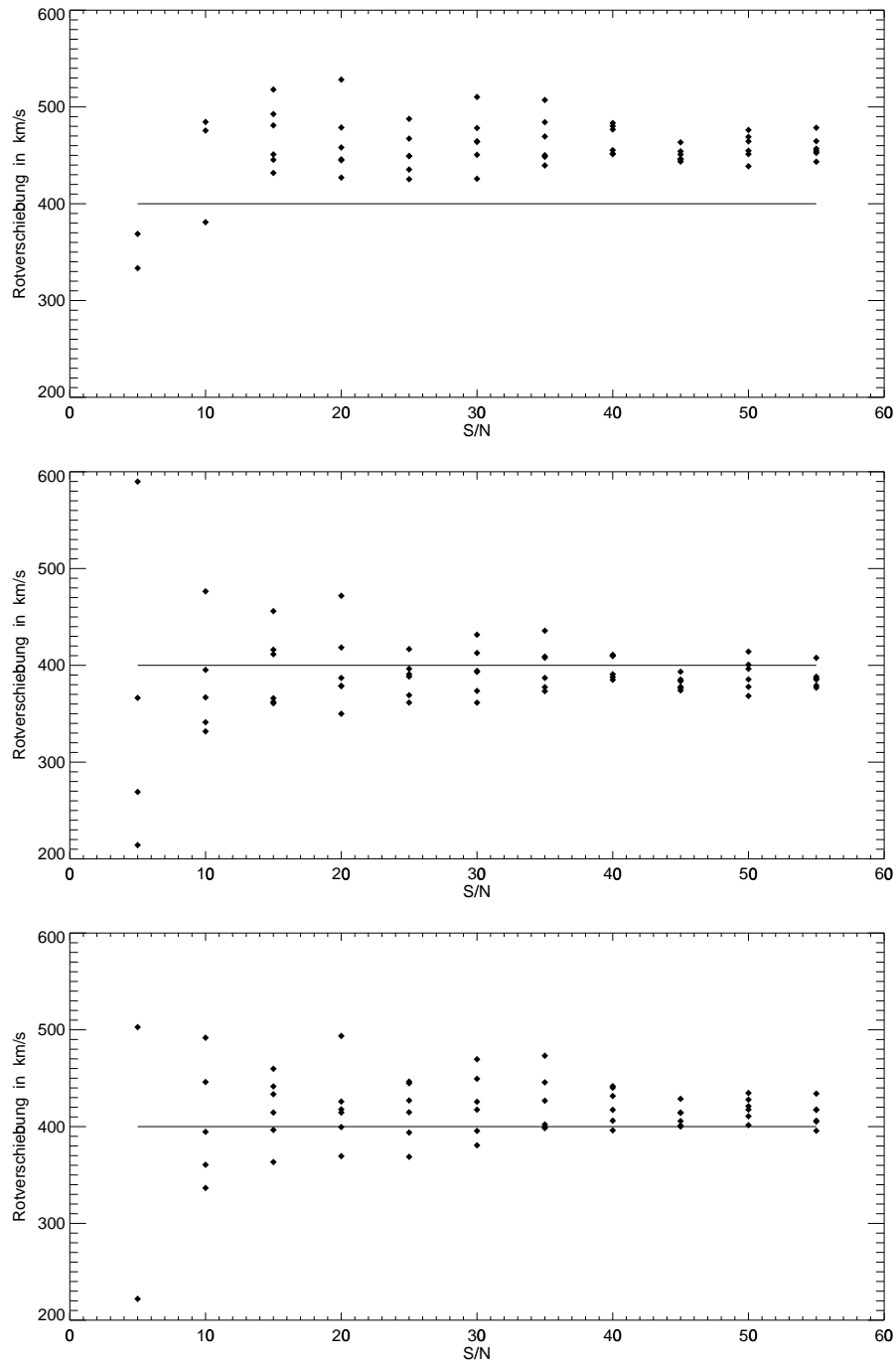


Abbildung 2.4: Streuung der mit der FCQ-Methode reproduzierten Maximumpositionen (Punkte) um die Eingangs- Maximallage (durchgezogene Linie) derjenigen Gauss-Kurve, mit der das Spektrum eines K5 III-Sternes konvolviert worden ist, in Abhängigkeit des auf dem Kontinuum definierten Signal-Rausch-Verhältnisses. Diese Rechnung ist mit verschiedenen Rauschmustern durchgeführt worden. Die in der FCQ-Technik verwendeten Template-Sterne waren vom Typ K2.5 III (oben), K5 III (Mitte) und M2 III (unten).

der FCQ-Daten um den Eingangswert hat um ca 10 bis 20 km/s zugenommen.

2.4.4 Zusammenfassung der Testergebnisse für die FCQ-Methode

Die im vorausgehenden Kapitel durchgeführten Testrechnungen lieferten folgende Resultate:

- Die Anwendung der FCQ-Methode auf K-Band-Spektren, speziell aber der CO-Bandenköpfe bei 2.89 μm und 2.34 μm , liefert dann verlässliche Resultate in Bezug auf Linienbreite und Linienposition, wenn die zu untersuchenden Spektren ein Signal-Rausch-Verhältnis von größer oder gleich fünfzehn besitzen und kein Template-Mismatch vorliegt.
- Ist Template-Mismatch vorhanden, so können die Linienbreiten korrekt wiedergegeben werden, bei der Rotverschiebung ist aber ein systematischer Fehler von + 10 bis + 20 km/s zu berücksichtigen.
- Bei kleinen Linienbreiten sind die Einflüsse durch die Wahl der Abschneidefrequenz κ des Wiener-Filters zu beachten, welche in systematisch zu großen Werten für die Geschwindigkeitsdispersion resultieren. Dieser Effekt kann verringert werden, wenn man κ zu größeren Werten hin verschiebt, was jedoch dann eine stärkere Gewichtung von Rauschfrequenzen zur Folge hat.
- Desweiteren spielt die instrumentelle Auflösungsgrenze des Instrumentes, mit welchem die Spektren gemessen worden sind, eine Rolle. Linienbreiten, die in der Nähe oder unter dieser Grenze liegen, können nicht mehr korrekt reproduziert werden. Im Falle des 3D-Spektrometers liegt diese bei $\sigma_{\text{grenz}} = 64 \text{ km/s} \Leftrightarrow FWHM = 150 \text{ km/s}$. Dies liegt jedoch weit unterhalb des Bereiches, in welchem die Dispersionen in NGC 3115 zu erwarten sind, so daß von dieser Seite keine Probleme auftreten werden.

2.4.5 Anwendung der FCQ-Methode auf die 3D-Spektren von NGC 3115

Die Diskussion im vorausgehenden Kapitel läßt eine Extraktion von Geschwindigkeits-Verbreiterungsprofilen aus den 3D-Spektren von NGC 3115 vielversprechend erscheinen unter Würdigung des Umstandes, daß das Signal-Rausch-Verhältnis auf der Kontinuumsstrahlung im Mittel 30 und auf den CO-Bandenköpfen 15 beträgt. Analysiert wurden nur die zentralen 3.3×3.3 Bogensekunden aus dem gesamten Blickfeld von 3D, das 4.8×4.8 Bogensekunden beträgt, da das SNR zu den am Rand gelegenen Pixelelementen unter die Grenzwerte fiel, bei der noch eine sinnvolle Anwendung der FCQ-Methode möglich ist. Da die Pixelskala von 3D bei der Aufnahme dieser Daten 0.3 Bogensekunden beträgt, besitzt das untersuchte Gesichtsfeld $11 \times 11 = 121$ räumliche Auflösungselemente. Die Extraktion der Verbreiterungsprofile ist mit drei verschiedenen Template-Stern-Typen durchgeführt worden, um eventuelle Einflüsse auf die Resultate durch die Wahl der Sternklasse feststellen zu können. Die Sterne sind mit derselben Instrumentenkonfiguration und auf dem gleichen Beobachtungslauf wie die Galaxie aufgenommen worden, so daß systematische Fehler durch eventuelle unterschiedliche instrumentelle Verbreiterungsfunktionen ausgeschlossen werden können. Bei den ausgewählten Sterntypen handelt es sich um einen K2.5 III-, einen K5 III- sowie einen M2 III-Stern. Nähere Erläuterungen zu diesen Objekten findet sich in der Promotionsarbeit von N. M. Schreiber 1998 [64]. In der Abbildung 2.10 sind die aus den NIR-Spektren extrahierten Geschwindigkeits-Verbreiterungsprofile, die sogenannten "Line of Sight Velocity Distributions (LOSVD), für die zentralen 0.3×0.3 Bogensekunden von NGC 3115 zu sehen. Die Rotverschiebung sowie die Profilbreite sind für alle drei verwendeten Template-Sterne nahezu identisch. Die FCQ-Rechnung mit dem K5 III-Stern

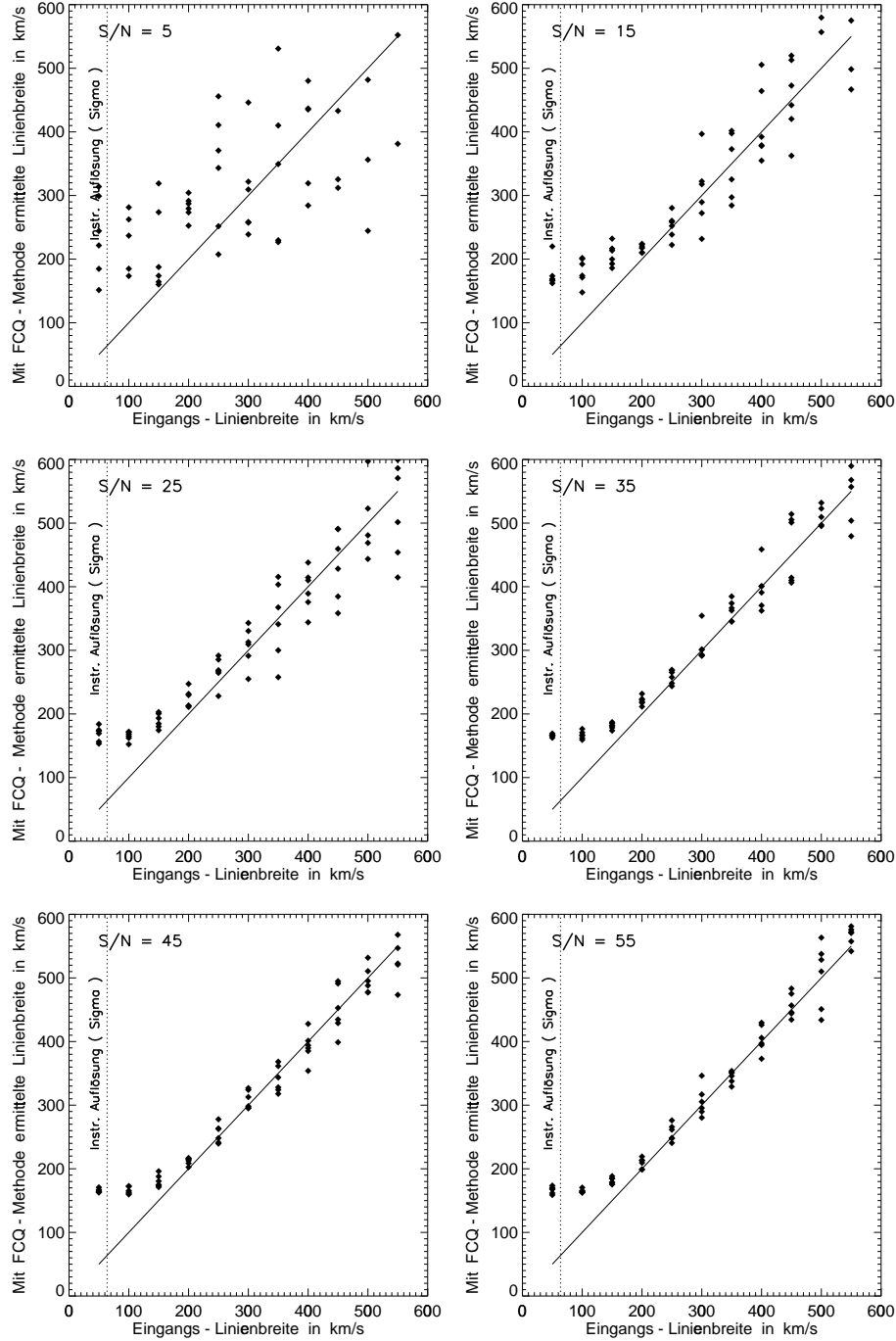


Abbildung 2.5: Mit der FCQ-Methode reproduzierte σ -Eingangs-Linienbreiten ($FWHM = 2.355 \times \sigma$), welche bei der Konvolution des K5 III-Sternspektrums verwendet worden sind, für eine Reihe von verschiedenen, auf dem Kontinuum definierten SNR. Der hier angewendete Wiener-Filter schnitt bei einer Frequenz $\kappa = 0.0020$ ab. Der Template-Stern war vom Typ K5 III. Die Punkte und Linien haben die entsprechende Bedeutung wie in Abb. 2.4. Die senkrechte gestrichelte Linie stellt die σ -Breite der instrumentellen Auflösung dar. Bei kleinen Linienbreiten ist eine systematische Überschätzung der Linienbreiten infolge der Abschnidefrequenz des Wiener-Filters und der instrumentellen Auflösung festzustellen.

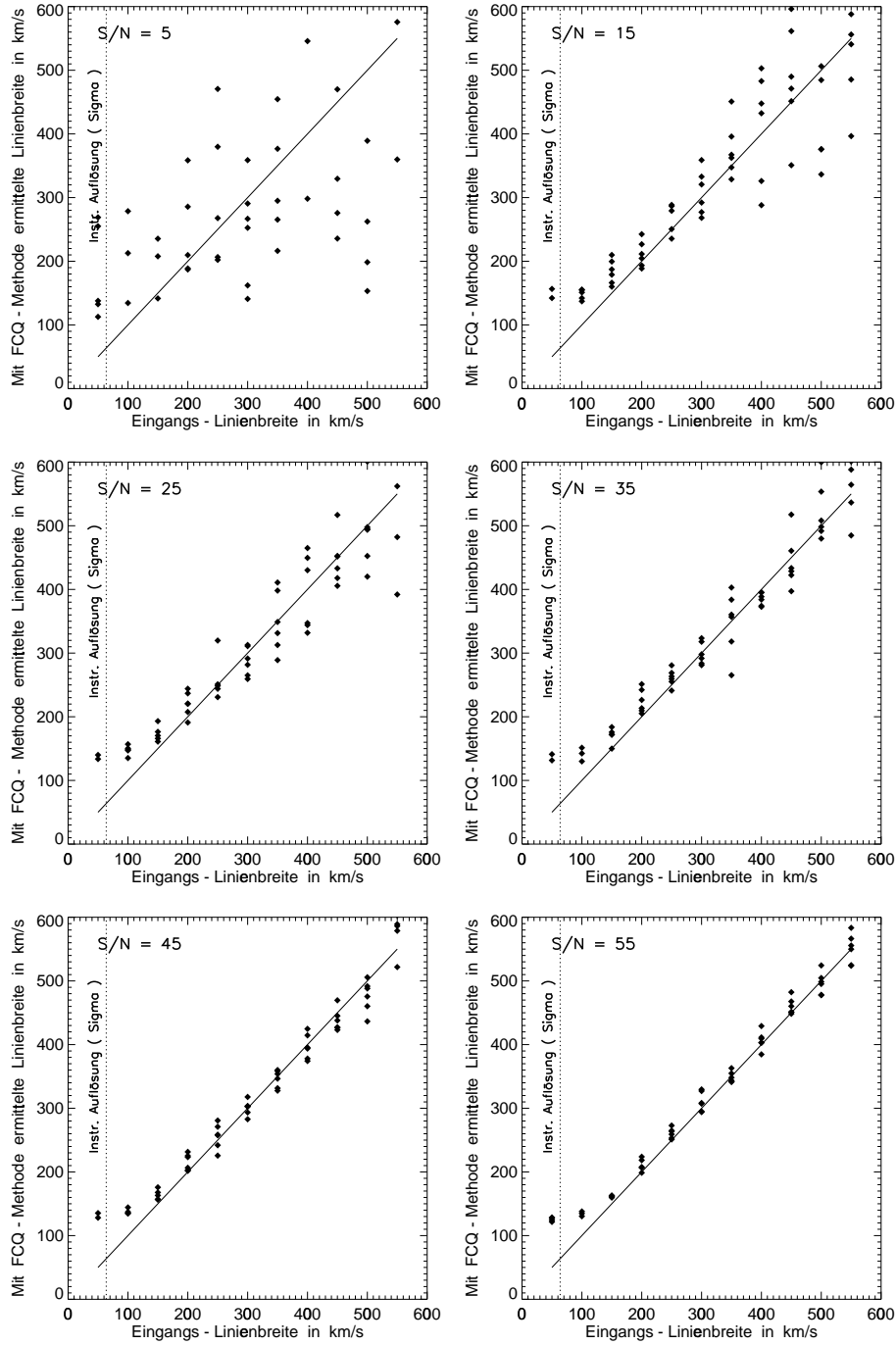


Abbildung 2.6: Wie Abb. 2.5, jedoch mit einer Abschneidefrequenz des Wiener-Filters von $\kappa = 0.0025$. Die systematische Überschätzung der Linienbreiten am unteren Ende der Achse hat relativ zur Abb. 2.5 abgenommen.

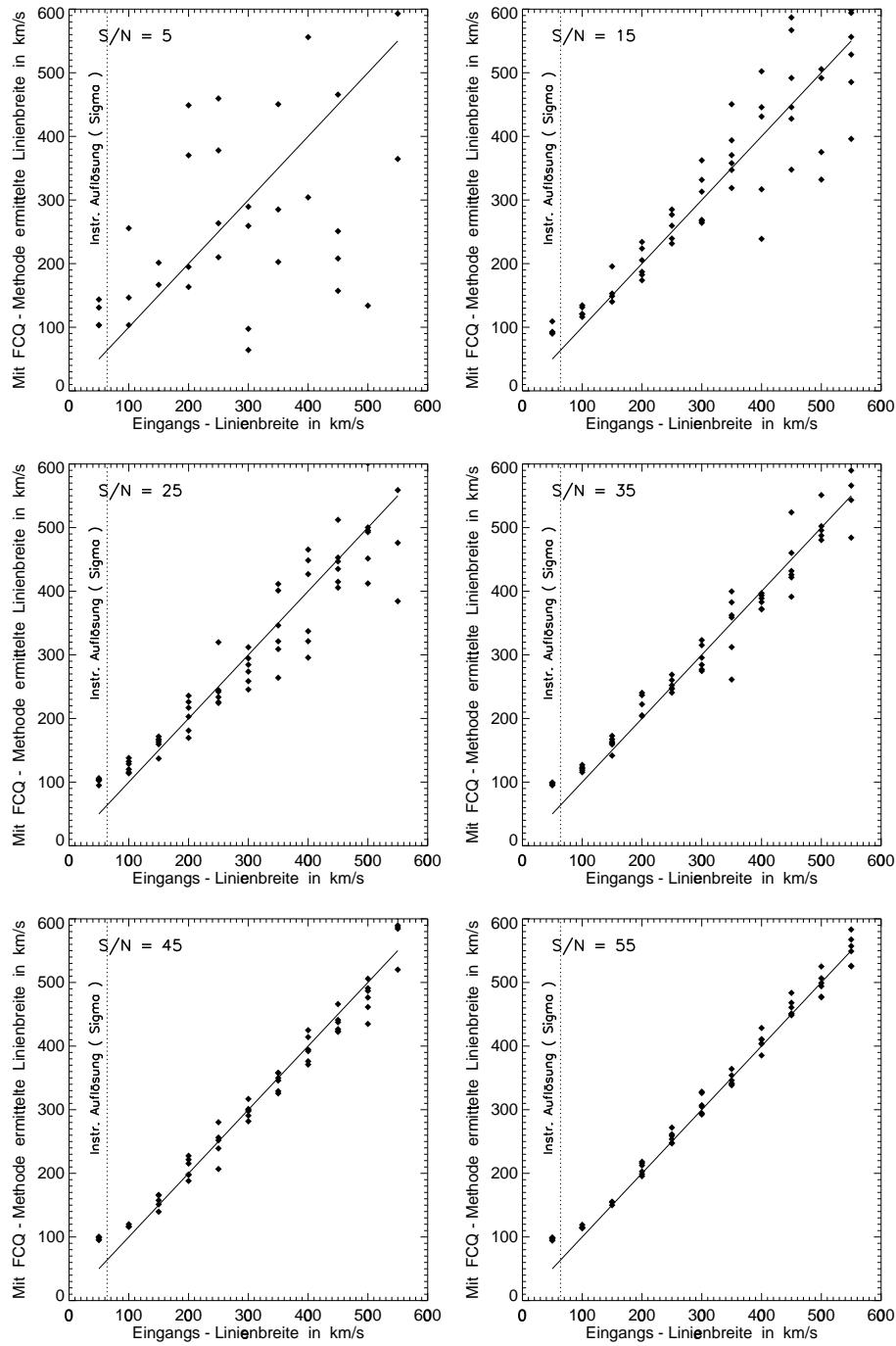


Abbildung 2.7: Wie Abb. 2.5 und 2.6, jedoch mit einer Abschnidefrequenz des Wiener-Filters von $\kappa = 0.0030$. Die systematische Überschätzung der Linienbreiten am unteren Ende der Achse ist relativ zu den Abb. 2.5 und 2.6 jetzt am geringsten.

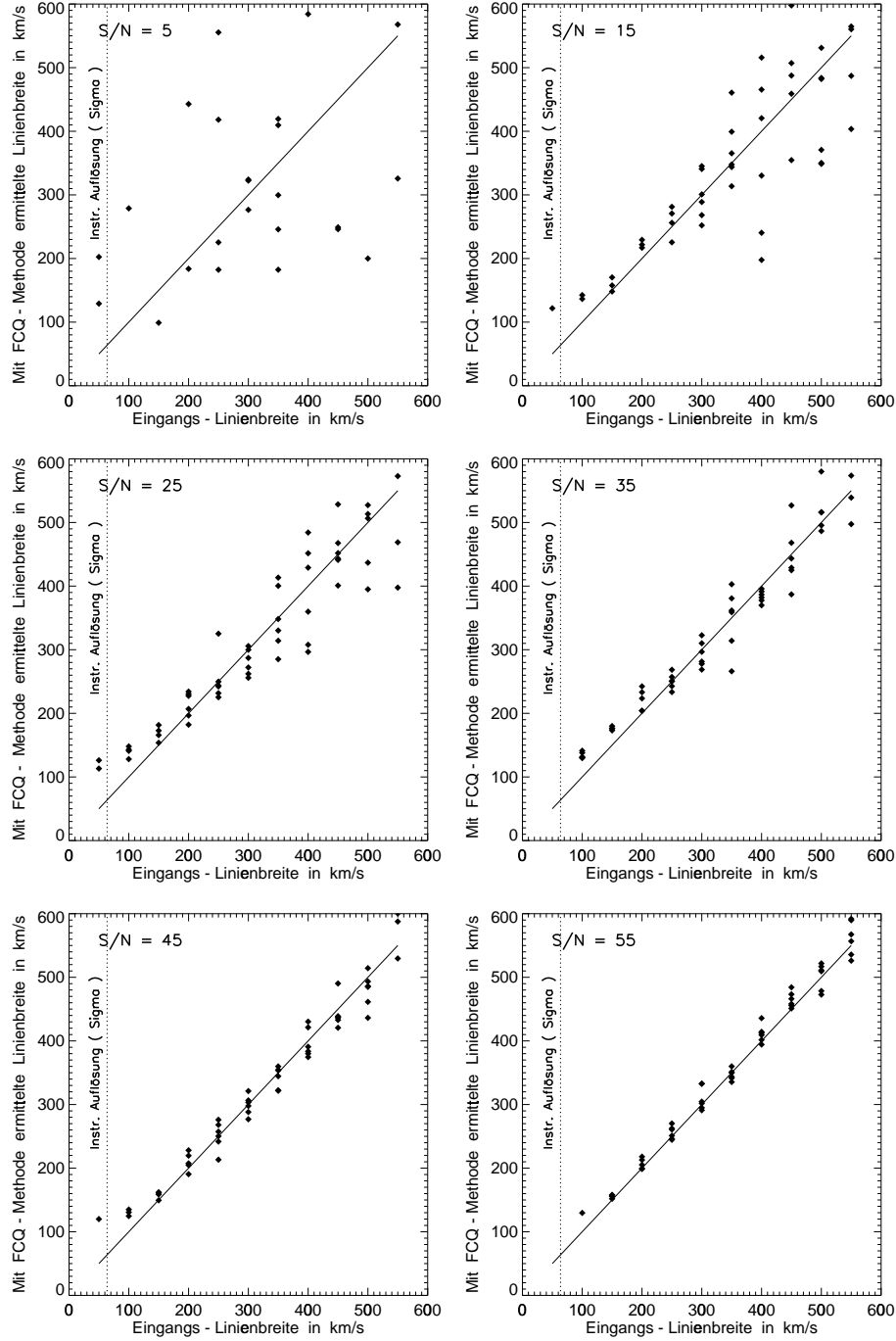


Abbildung 2.8: Mit der FCQ-Methode reproduzierte σ -Eingangs-Linienbreiten ($FWHM = 2.355 \times \sigma$), welche bei der Konvolution des K5 III-Sternspektrums verwendet worden sind, für eine Reihe von verschiedenen, auf dem Kontinuum definierten SNR. Der hier angewendete Wiener-Filter schnitt bei einer Frequenz $\kappa = 0.0025$ ab. Der Template-Stern war diesmal vom Typ K2.5 III. Die Punkte und Linien haben die entsprechende Bedeutung wie in Abb. 2.4 und 2.5. Die senkrechte gestrichelte Linie stellt wieder die σ -Breite der instrumentellen Auflösung dar. Die Eingangs-Linienbreiten werden ohne systematische Fehler reproduziert, lediglich das Rauschen nimmt um 10 bis 20 km/s zu.

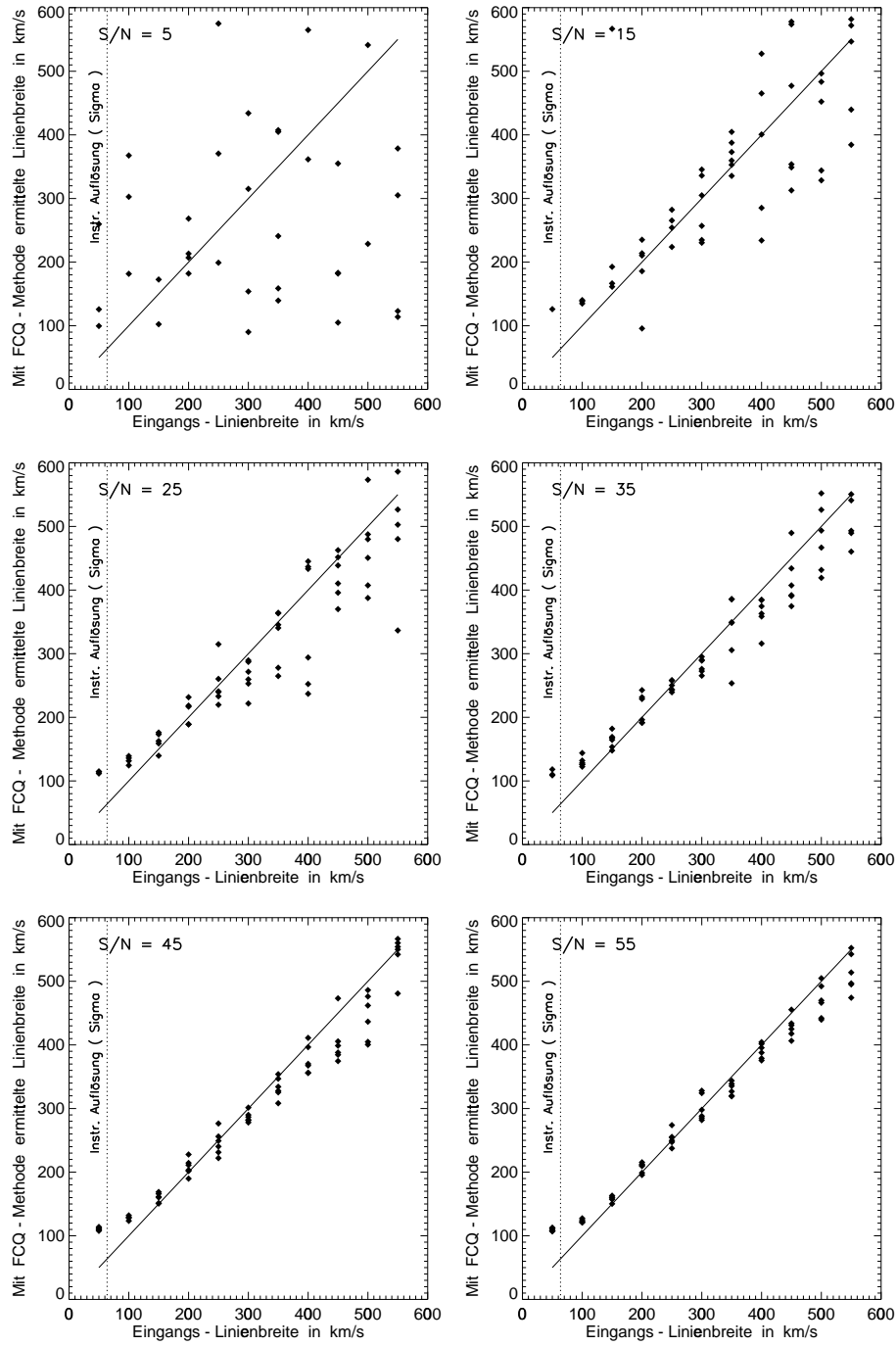


Abbildung 2.9: Wie Abb. 2.8, jedoch mit einem Template-Stern vom Typ M2 III

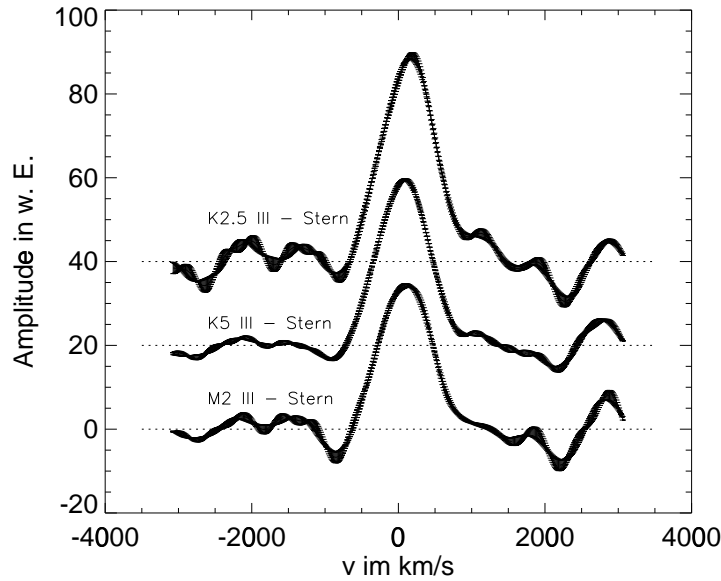


Abbildung 2.10: Geschwindigkeits-Verbreiterungs-Profil für die zentralen 0.3×0.3 Bogensekunden von NGC 3115, ermittelt mit der FCQ-Methode unter Verwendung von drei verschiedenen Template-Stern-Spektren

liefert jedoch das beste Ergebnis im Hinblick auf die Rauschbeiträge in den Kurven. Betrachtet man nämlich die drei LOSVD-Verläufe in Abbildung 2.10, so zeigt sich, daß bei Verwendung dieses Sternes die Amplituden beiderseits der Profilkurve kleiner als bei den anderen beiden Sternen sind. Der K5 III-Stern kann als derjenige Template-Stern identifiziert werden, welcher die besten Resultate liefert. In den folgenden Abbildungen wird daher das ihn charakterisierende Symbol, ein weißes Dreieck, durch seine doppelte Größe gegenüber den anderen herausgehoben. Durch Anpassung einer Gauss-Glockenkurve oder aber von Gauss-Hermite-Polynomfunktionen lassen sich aus diesen Profilen dann die Maximumspositionen sowie die Profilbreiten bestimmen, aus denen dann die projizierten Rotationsgeschwindigkeiten und Geschwindigkeitsdispersionen berechnet werden können. In der Abbildung 2.11 sind nun diese Werte für NGC 3115, die durch Anpassung einer einfachen Gauss-Funktion an die Profilkurven ermittelt worden sind, zu sehen. Wie es sich auch schon bei der Betrachtung der Verbreiterungsprofile angedeutet hat, ist der Einfluß des Template-Types auf die Ergebnisse gering. Die weißen Diamant-Symbole beschreiben die Resultate, die durch Anwendung des K2.5 III-Sternes in der FCQ-Rechnung zustande gekommen sind. Die weißen Dreieck- und die Quadrat-Symbole repräsentieren die entsprechenden Werte für den K5 III- und den M2 III-Stern. Die Daten bewegen sich alle gegenseitig innerhalb der absoluten Fehlerbalken, welche unter dem gegebenen SNR der Galaxienspektren 30 km/s für die Rotation und 40 km/s für die Dispersion betragen. Im linken Bild der ersten Reihe ist die Rotation entlang der photometrischen Hauptachse der Galaxie zu sehen. Die Rotationsamplitude steigt innerhalb der ersten Bogensekunde von Null auf ca. ± 130 km/s an, um schließlich innerhalb der betrachteten Bereiche auf rund 160 km/s anzuwachsen. Dies korrespondiert nahezu perfekt mit den Ergebnissen von Kormendy & Richstone zu NGC 3115 [37], die im rechten Bild in der ersten Reihe als schwarze Diamantsymbole zum Vergleich mit den Daten des K5 III-Template-Sternes aufgetragen sind. Entlang der Nebenachse (linkes Bild in der zweiten Reihe) scheint innerhalb der Fehlergrenzen keine irgendwie geartete Rotation vorhanden zu sein, was durch die Daten von Kormendy & Richstone im entsprechenden rechten Bild bestätigt

wird. Bei Betrachtung der Dispersion entlang der Hauptachse (linkes Bild der dritten Reihe) ist ein Anstieg zum Zentrum hin von ca. 200 km/s auf 350 km/s festzustellen, was innerhalb des Bereiches liegt, den die Ergebnisse, welche Kormendy et al. 1992 [37] durch HST- und CFHT-Daten erhalten haben, vorgeben (schwarze Diamantsymbole im Vergleich mit Daten des K5 III- Template-Sternes im rechten Bild in der dritten Reihe). Die Dispersion entlang der Nebenachse, die im linken Bild der letzten Reihe dargestellt ist, fällt zum Rand hin weniger stark ab als bei der Hauptachse, was Anzeichen für eine räumlich anisotrope Geschwindigkeitsdispersion sein kann. In südöstlicher Richtung, d. h. auf dem negativen Teil der Bogensekundenachse, verläuft die Abnahme etwas unregelmäßig, was auf die stärkere Degradation des SNR entlang der Nebenachse zurückzuführen ist, da das Helligkeitsprofil von NGC 3115 dort natürlich schneller abnimmt als entlang der Hauptachse. Jedoch kann innerhalb der Fehlergrenzen immer noch ein monotoner Abfall postuliert werden. In rechten untersten Bild ist wieder der Vergleich mit den Daten von Kormendy & Richstone zu sehen und es kann auch hier eine Übereinstimmung mit den 3D-Daten festgestellt werden. In den Arbeiten von R. Bender et al. 1994 [6] und R. van der Marel et al. 1994 [51] wird gezeigt, daß die Geschwindigkeitsprofile von NGC 3115 nicht durch eine Gauss-Kurve alleine korrekt beschrieben werden können. Vielmehr treten an den Flanken der Profilkurve Abweichungen von der Gauss-Form auf, die etwa durch den Beitrag von Sternen, die sich in den galaktischen Scheiben mit entgegenlaufenden Umlaufsinn bewegen (van der Marel et al. 1994 [51]), hervorgerufen werden können. Es soll sich hierbei nicht um einen Projektionseffekt handeln. Die nichtgausschen Verzerrungen treten bei NGC 3115 besonders entlang der Hauptachse bei Entfernungen vom Zentrum von größer 12 Bogensekunden deutlich hervor (van der Marel et al. 1994 [51]). Diese Phänomene lassen es vernünftig erscheinen, an die extrahierten Geschwindigkeitsprofile einmal Gauss-Hermite-Funktionen anzupassen, um zu sehen, inwieweit sich die damit gewonnenen Werte für die Rotation und die Dispersion von denjenigen, die durch Anpassung einer reinen Gauss-Kurve ermittelt worden sind, unterscheiden. Für die Konstruktion der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Gauss-Hermite-Funktionen wurden Hermite-Polymone der dritten und vierten Ordnung verwendet. Die Gleichungen lauten somit im Geschwindigkeitsraum (Bender et al. 1994 [6]):

$$f(y) = I_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) (1 + h_3 H_3(y) + h_4 H_4(y)) \quad (2.25)$$

mit H_3 und H_4 als den Standard-Hermite-Polynomen sowie ihren Amplituden h_3 und h_4 . I_0 ist eine Normalisierungskonstante. Das Argument y wird beschrieben durch

$$y = \frac{v - v_{rot}}{\sigma} \quad (2.26)$$

mit der Rotation v_{rot} und der Dispersion σ . Die Hermite-Polymone H_3 und H_4 sind in den Arbeiten von van der Marel et al. 1993 [50] (siehe auch Bender et al. 1994 [6]) wie folgt definiert:

$$H_3 = (2\sqrt{2}y^3 - 3\sqrt{2}y)/\sqrt{6} \quad (2.27)$$

$$H_4 = (4y^4 - 12y^2 + 3)/\sqrt{24} \quad (2.28)$$

Die Funktion H_3 verursacht antisymmetrische, H_4 symmetrische Abweichungen vom Gausschen Linienprofil (Bender et al. 1994 [6]).

In der Abbildung 2.12 sind die projizierte Rotationsgeschwindigkeit sowie die entsprechende Geschwindigkeitsdispersion, die durch Anpassung einer Gauss-Hermite-Funktion an die Profilkurven gewonnen worden sind, dargestellt. Die Anordnung der Bilder und die Punktesymbole

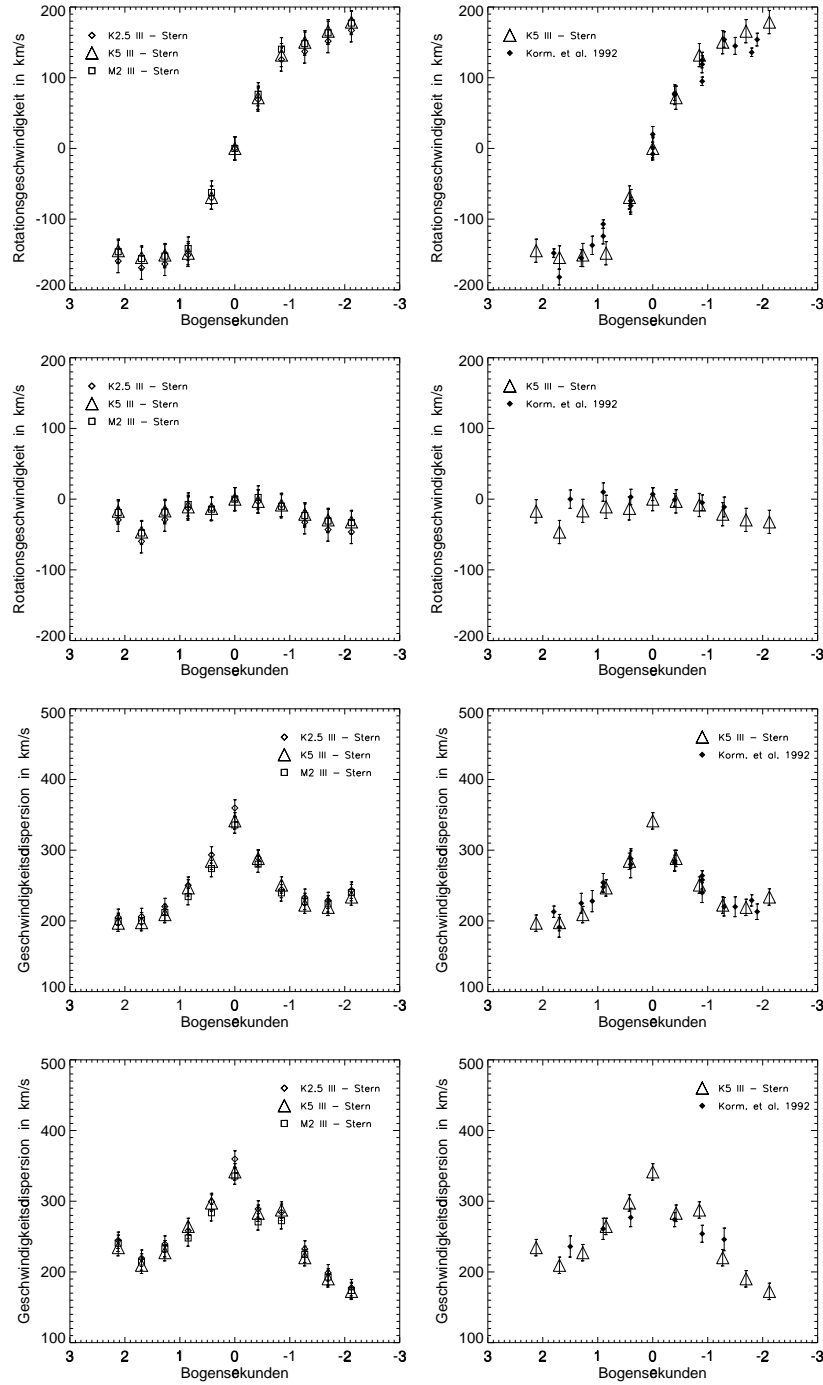


Abbildung 2.11: Durch Anpassung einer Gauss-Kurve an die LOSVDs extrahierte projizierte Rotation von NGC 3115 entlang der photometrischen Hauptachse (erste Reihe) sowie der Nebenachse (zweite Reihe). Die entsprechenden Resultate für die Dispersion sind in der dritten und vierten Reihe dargestellt. Die FCQ-Methode wurde mit einem K2.5 III- (weiße Diamantsymbole), einem K5 III- (weiße Dreiecke) sowie einem M2 III-Template-Stern (weiße Quadrate) durchgeführt. Da der K5 III-Stern in den FCQ-Rechnungen die besten Resultate lieferte, ist das ihn charakterisierende Symbol doppelt so groß wie die anderen gezeichnet. Zum Vergleich sind in den Bildern in der rechten Spalte die entsprechenden Resultate von Kormendy et al. 1992 [37] (schwarze Diamantsymbole) im Vergleich mit den K5 III-Template-Stern-Daten gezeigt. Die Literaturwerte stimmen mit den in dieser Arbeit erbrachten Resultaten innerhalb der Fehlergrenzen überein.

haben dieselbe Bedeutung wie in Abb. 2.11. Es ist nahezu kein Unterschied zu den mittels einer reinen Gauss-Anpassung erhaltenen Daten und damit auch zu denjenigen von Kormendy et al. 1992 [37] feststellbar. Der Verlauf der Parameter h_3 und h_4 in Abhängigkeit vom Abstand zum Mittelpunkt der Galaxie ist in der Abbildung 2.13 gezeigt. Die weißen Diamantsymbole zeigen wieder die Daten, die mit der FCQ-Methode unter Einsatz eines K2.5-Template-Sternes erhalten worden sind. Die weißen Dreiecke und Quadrate wiederum verdeutlichen die Ergebnisse mit dem K5 III- und dem M2 III Template-Stern. Die Verläufe von h_3 und h_4 entlang der photometrischen Hauptachse sind in den linken Bildern der ersten und dritten Reihe zu sehen. Der Vergleich mit den Daten, die in den Veröffentlichungen von R. van der Marel et al. 1994 [51] präsentiert worden sind (schwarze Diamantsymbole), ist in den rechten Bildern dargestellt. Obwohl letztere infolge des hohen Signal-Rausch-Verhältnisses der dort aufgenommenen Spektren wesentlich genauer sind, kann trotzdem festgestellt werden, dass der Verlauf der hier vorgestellten Kurven mit Ausnahme an den Rändern ungefähr denen in R. van der Marel et al. 1994 [51] folgt. Der Parameter h_3 nimmt entlang der Hauptachse in südwestlicher Richtung den Wert 0.1 an, um im Mittelpunkt der Galaxie durch Null zu gehen und dann auf rund -0.5 abzufallen. Die Werte für h_4 liegen dagegen unter Null und nehmen im zentralen Bereich Maxima zwischen -0.1 und Null an. Die bereits erkennbare Diskrepanz zwischen den 3D-Daten und denjenigen von van der Marel et al. 1994 [51], besonders bei dem h_4 -Parameter, ließ es im Hinblick auf das schlechtere Signal-Rausch-Verhältnis in den 3D-Spektren im Vergleich zu denen in der genannten Literatur als vernünftig erscheinen, sich bei den künftigen Analysen und Betrachtungen auf die Hermite-Parameter von van der Marel et al. 1994 [51] zu stützen. Für die Ergebnisse von h_3 und h_4 entlang der photometrischen Nebenachse, die in den beiden Bildern der zweiten und dritten Reihe zu sehen sind, liegen keine tabellierten Literaturwerte vor, so daß sie hier nur vorgestellt werden können.

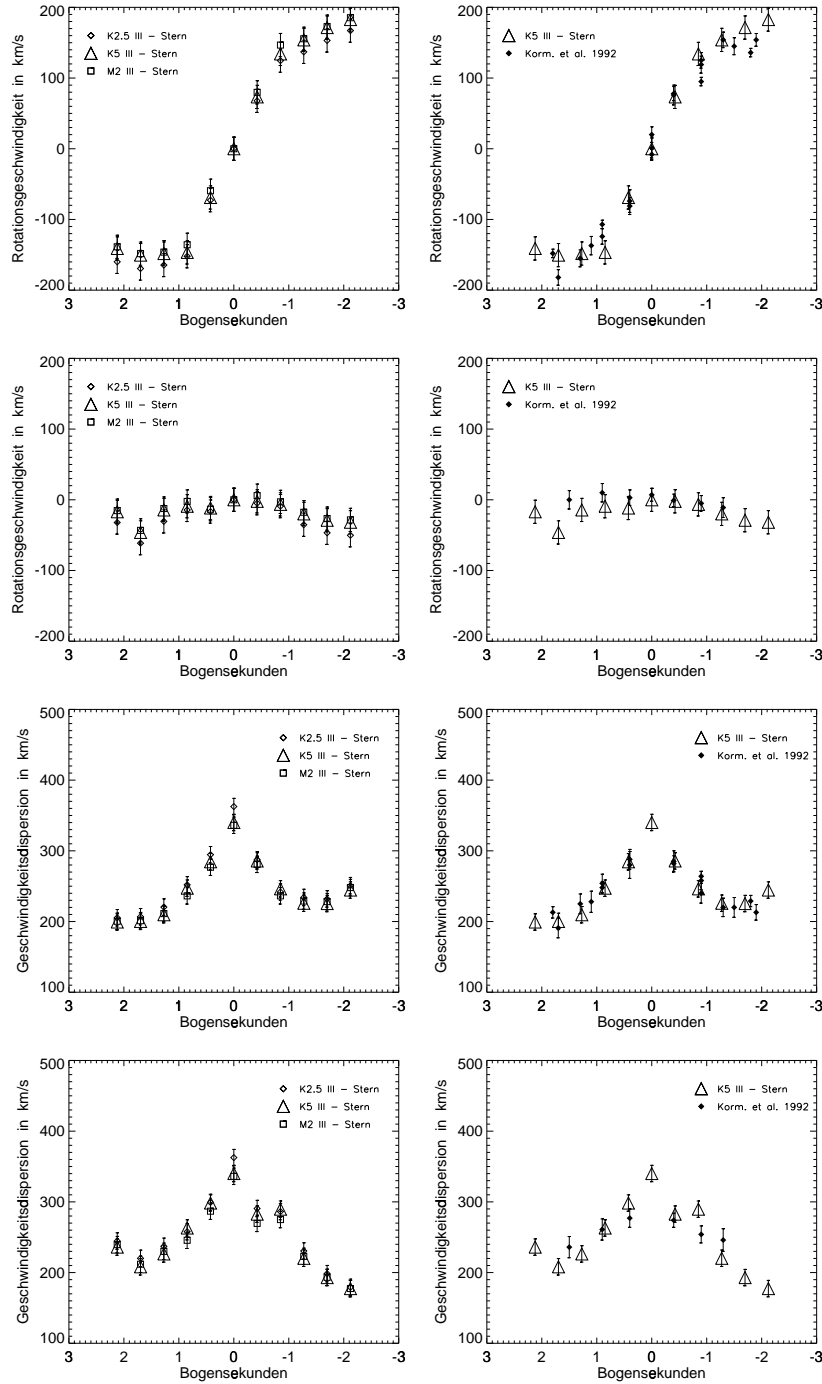


Abbildung 2.12: Durch Anpassung einer Gauss-Hermite-Funktion an die LOSVDs extrahierte projizierte Rotation von NGC 3115 entlang der photometrischen Hauptachse (erste Reihe) sowie der Nebenachse (zweite Reihe). Die entsprechenden Resultate für die Dispersion sind in der dritten und vierten Reihe dargestellt. Die FCQ-Methode wurde mit einem K2.5 III- (weiße Diamantsymbole), einem K5 III- (weiße Dreiecke) sowie einem M2 III-Template-Stern (weiße Quadrate) durchgeführt. Da der K5 III-Stern in den FCQ-Rechnungen die besten Resultate lieferte, ist das ihn charakterisierende Symbol analog wie in Abb. 2.11 doppelt so groß wie die anderen gezeichnet. Zum Vergleich sind in den Bildern in der rechten Spalte die entsprechenden Resultate von Kormendy et al. 1992 [37] (schwarze Diamantsymbole) im Vergleich mit den K5 III-Template-Stern-Daten gezeigt. Es ist offensichtlich, daß die Anpassung von Gauss-Hermite-Funktionen in bezug auf Rotation und Dispersion nahezu die gleichen Resultate wie bei Verwendung einer reinen Gauss-Funktion ergibt (siehe Abb. 2.11)

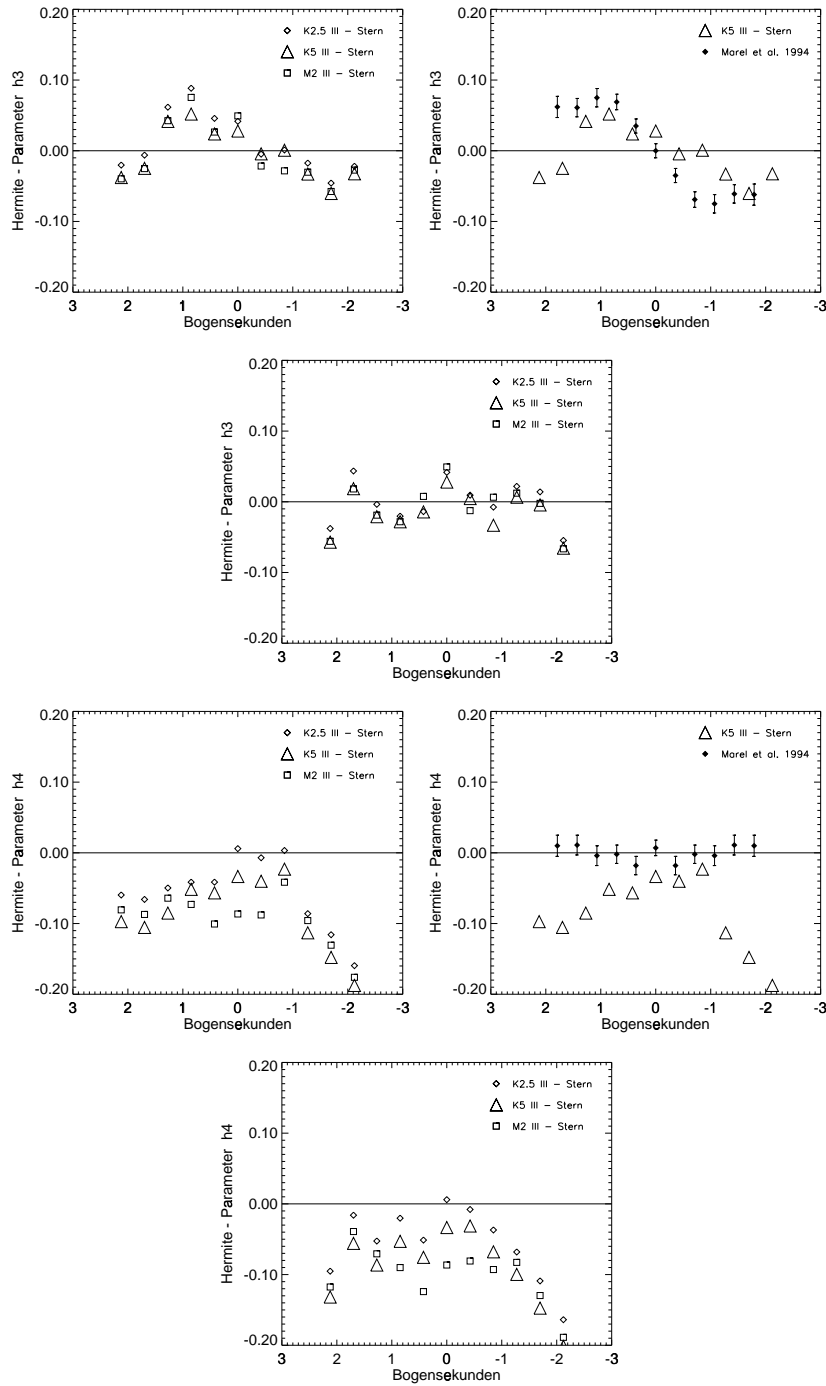


Abbildung 2.13: Hermite-Parameter h_3 für NGC 3115 entlang der photometrischen Hauptachse (oberste Reihe links) sowie der Nebenachse (Bild der zweiten Reihe). Die entsprechenden Resultate für h_4 sind in der dritten Reihe links sowie im untersten Bild dargestellt. Die FCQ-Rechnungen wurden mit einem K2.5 III- (weiße Diamantsymbole), einem K5 III- (weiße Dreiecke) sowie einem M2 III-Template-Stern (weiße Quadrate) durchgeführt. Auch hier ist das den K5 III-Stern charakterisierende Symbol analog wie in Abb. 2.11 doppelt so groß wie die anderen gezeichnet, da dieser in den FCQ-Rechnungen die besten Resultate lieferte. Zum Vergleich sind für die Hauptachsensdaten entsprechende Resultate von van der Marel et al. 1994 [51] (schwarze Diamantsymbole) im Vergleich mit den K5 III-Template-Stern-Daten gezeigt (rechte Bilder in der ersten und dritten Reihe). Innerhalb einer Entfernung von 1.0 bis 1.5 Bogensekunden von Zentrum stimmen die Literaturwerte mit den experimentellen Resultaten relativ gut überein, die Diskrepanzen außerhalb sind Folge des niedrigen SNR.

2.5 Die Berechnung der Modellgalaxie von NGC 3115

2.5.1 Die Algorithmen für die Simulationsrechnungen

In diesem Abschnitt soll das Verfahren, mit welchem die unprojizierten und Seeing-korrigierten Funktionen für die Rotationsgeschwindigkeit, die Geschwindigkeitsdispersion sowie die Volumenleuchtkraft bestimmt werden, erläutert und diskutiert werden.

Das zugrundeliegende Prinzip ist es, eine Modellgalaxie zu simulieren, deren Projektion auf die Sichtlinie unter Berücksichtigung von Seeing-Effekten die beobachtete Galaxie reproduzieren kann. Dieses Modell ist eine Funktion der drei Raumkoordinaten sowie der Wellenlänge und besitzt zusätzlich eine Reihe von veränderbaren Parametern, deren passende Werte durch ein Optimierungsverfahren bestimmt werden. Dabei wird die Differenz zwischen beobachteter und modellierter Galaxie durch Subtraktion der entsprechenden Werte an allen verwendeten Stützstellen gebildet und daraus dann die leuchtkraftgewichtete Summe der Quadrate χ^2 gebildet. Durch Variation der Parameter wird χ^2 minimiert und so das am meisten geeignete Modell für die zu beschreibende Galaxie ermittelt. Die dabei verwendete Technik zur Bildung der kleinsten Quadratsumme ist der Simplexmechanismus von Nelder und Mead [56]. Dieses Verfahren besitzt gegenüber den übrigen Anpassungsverfahren den Vorteil, daß es keine Ableitungen der verwendeten, zu modifizierenden Funktionen benötigt, da diese äußerst komplex und zum Teil nichtanalytisch sind. Der Nachteil ist, daß mit den ermittelten optimalen Parametern keine Fehlerabschätzung verbunden ist. Diese muß dagegen in zusätzlichen Rechnungen ermittelt werden. Die hierbei in Rahmen dieser Arbeit angenommene Strategie bestand darin, daß die Simplexrechnungen für ein jeweiliges Modell mit verschiedenen Sätzen von Startparametern durchgeführt worden sind. Aus den so erhaltenen optimalen Ergebnisreihen sind dann die entsprechenden Mittelwerte zusammen mit den zugehörigen Standardabweichungen gebildet worden, welche dann zur Beschreibung der beobachteten Galaxie herangezogen worden sind.

In folgenden werden nun die Schritte, welche zur Berechnung der Modellgalaxie notwendig sind, genauer erläutert und diskutiert.

Zunächst muß ein Koordinatensystem (xyz), in welchem die Galaxie simuliert werden soll, festgelegt werden. Dazu werden in der Regel die Hauptachsen des Galaxienkörpers zur Festlegung der Koordinatenachsen herangezogen. Im Falle von NGC 3115 werden die Achsen x und z in der Ebene der Galaxie liegen mit x parallel zur Himmelsebene und z in einem Winkel von neunzig Grad dazu. Die y-Achse wird mit derjenigen zur Definition der Axialsymmetrie identisch sein. Alle zusammen sind somit eine Funktion der differentiellen Rektaszension dra und Deklination ddec, der Längenkoordinate entlang der Sichtlinie z_{LOS} sowie des Positions- und des Inklinationswinkels, $\phi_{P.A.}$ bzw. θ_i , welche als Eulerwinkel interpretiert werden können, also

$$x = x(dra, ddec, z_{LOS}, \phi_{P.A.}, \theta_{inc}) \quad (2.29)$$

$$y = y(dra, ddec, z_{LOS}, \phi_{P.A.}, \theta_{inc}) \quad (2.30)$$

$$z = z(dra, ddec, z_{LOS}, \phi_{P.A.}, \theta_{inc}) \quad (2.31)$$

Die differentielle Rektaszension dra bzw. Deklination ddec laufen dabei in west-östlicher bzw. in süd-nördlicher Richtung. Der Positionswinkel $\phi_{P.A.}$ wird ausgehend von der nördlichen Himmelsrichtung nach Osten hin gemessen und der Inklinationswinkel θ_i von der Himmelsebene aus in Richtung auf den Beobachtungspunkt. Die Funktionen für x, y und z lauten demnach:

$$x = ddec \cdot \cos(\phi_{P.A.}) + dra \cdot \sin(\phi_{P.A.}) \quad (2.32)$$

$$y = (-1) \cdot z_{LOS} \cdot \cos(\theta_i) + \eta \cdot \sin(\theta_i) \quad (2.33)$$

$$z = z_{LOS} \cdot \sin(\theta_i) + \eta \cdot \cos(\theta_i) \quad (2.34)$$

Für η gilt in diesem Zusammenhang

$$\eta = (-1) \cdot \text{ddec} \cdot \sin(\phi_{\text{P.A.}}) + \text{dra} \cdot \cos(\phi_{\text{P.A.}}) \quad (2.35)$$

Als nächstes werden Modellfunktionen definiert, von denen angenommen wird, daß diese die unprojizierte und Seeing-unbeeinflusste Rotationsgeschwindigkeit v_{rot} , die Geschwindigkeitsdispersion σ sowie die Volumenleuchtkraft b der zu untersuchenden Galaxie beschreiben können. Diese Zusammenhänge besitzen variable Parameter, mit welchen dann die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und Beobachtung erreicht werden soll.

$$v_{\text{rot}} = v_{\text{rot}}(x, y, z; p_0, \dots, p_l) \quad (2.36)$$

$$\sigma = \sigma(x, y, z; p_{l+1}, \dots, p_m) \quad (2.37)$$

$$b = b(x, y, z; p_{m+1}, \dots, p_n) \quad (2.38)$$

Die im Spektrum gemessene Rotverschiebung z und die Linienverbreiterung resultieren jedoch nur aus den Projektionen der Beiträge von v_{rot} und σ entlang der Sichtlinie (LOS), welche im nachfolgenden mit $(v_{\text{rot}})_{\text{LOS}}$ und σ_{LOS} bezeichnet sein mögen. Desweiteren ist zur korrekten Reproduktion von z noch die Fluchtgeschwindigkeit v_z der Galaxie zu $(v_{\text{rot}})_{\text{LOS}}$ zu addieren, so daß sich eine Gesamtgeschwindigkeit v ergibt, die lautet

$$v(x, y, z; p_0, \dots, p_l) = (v_{\text{rot}})_{\text{LOS}}(x, y, z; p_0, \dots, p_l) + v_z \quad (2.39)$$

Mit den Funktionen für v und σ wird nun eine Konvolutionsfunktion, üblicherweise eine Gauss-Funktion, berechnet, welche ein Breitenprofil in Abhängigkeit der räumlichen Koordinaten x, y, z und der Wellenlänge λ erzeugt.

$$\text{Broad}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m) = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(\delta v(\lambda) - v(x, y, z; p_0, \dots, p_l))^2}{(\sigma_{\text{LOS}}(x, y, z; p_{l+1}, \dots, p_m))^2}\right) \quad (2.40)$$

wobei für $\delta v(\lambda)$ gilt:

$$\delta v(\lambda) = c \times \ln\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right) \quad (2.41)$$

mit λ_0 als geeignet gewählte Referenzwellenlänge und c als Lichtgeschwindigkeit.

Damit wird nun das Spektrum eines Template-Sternes $\text{TS}(\lambda)$, welcher unter denselben instrumentellen Bedingungen wie die Galaxie beobachtet worden ist, gefaltet. Dies ergibt ein Satz von Basisspektren, deren Rotverschiebung und Linienbreiten Funktionen der verschiedenen Positionen im Raum sind.

$$\text{TS}_{\text{Basis}}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m) = \text{CONV}(\text{TS}(\lambda), \text{Broad}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m)) \quad (2.42)$$

Die projizierte Modelgalaxie $\text{MODGAL}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda)$ erhält man durch das Aufintegrieren der einzelnen Basisspektren TS_{Basis} entlang der Sichtlinie über die gesamte Galaxie. Die Integration läuft also über die Koordinate z_{LOS} vom Beginn der Galaxie bei z_e bis zu ihrem Ende bei z_b .

$$\begin{aligned} \text{MODGAL}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n) &= \\ &= \int_{z_b}^{z_e} b(x, y, z; p_{m+1}, \dots, p_n) \text{TS}_{\text{Basis}}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m) dz_{\text{LOS}} \\ &= \int_{z_b}^{z_e} b(x, y, z; p_{m+1}, \dots, p_n) \text{CONV}(\text{Broad}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m), \text{TS}(\lambda)) dz_{\text{LOS}} \end{aligned}$$

Dies läßt sich umformen zu

$$\begin{aligned} \text{MODGAL}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n) &= \\ &= \text{CONV}(\text{TS}(\lambda), \int_{z_b}^{z_e} b(x, y, z; p_{m+1}, \dots, p_n) \text{Broad}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m)) dz_{\text{LOS}} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Da die Modellgalaxie an diskreten räumlichen und spektralen Stützstellen, d. h. Pixeln, berechnet wird, muß die Integration entlang der Sichtlinie und in dem Konvolutionsteil der Formel durch die entsprechende Summation über die einzelnen Pixelelemente ersetzt werden. Die Gleichung 2.43 wird dann zu

$$\begin{aligned} \text{MODGAL}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n) &= \\ &= \text{CONV}_{\Sigma}(\text{TS}(\lambda), \sum_{z_b^{\text{pix}}}^{z_e^{\text{pix}}} b(x, y, z; p_{m+1}, \dots, p_n) \text{Broad}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m)) \end{aligned} \quad (2.44)$$

wobei CONV_{Σ} eine an diskreten Stellen durchgeführte Konvolutionsoperation und z_b^{pix} sowie z_e^{pix} die entsprechenden Gegenstücke zu z_b und z_e auf der diskreten Koordinatenachse bezeichnen. Die in der Gleichung 2.44 enthaltene Größe

$$\sum_{z_b^{\text{pix}}}^{z_e^{\text{pix}}} b(x, y, z; p_{m+1}, \dots, p_n) \text{Broad}(x, y, z, \lambda; p_0, \dots, p_m) =: \text{Broad}_{\text{LOS}} \quad (2.45)$$

ist die projizierte Geschwindigkeitsverteilung, (engl. "Line of Sight Velocity Distributions - LOSVD) der Galaxie, welche aus gemessenen Spektren u.a. durch die Fourier-Kreuzkorrelations-Quotienten Methode (FCQ) extrahiert werden kann (siehe dazu auch 2.4). Umfaßt der durch z_b und z_e definierte Bereich nicht die gesamte Ausdehnung der Galaxie entlang der Sichtlinie, so muß zu der Summation in Gleichung 2.44 noch ein Näherungsterm hinzuaddiert werden, welcher die noch vorhandenen Abweichungen kompensiert. Dies ist in der Regel eine Gauss-Kurve mit effektiver Amplitude, Rotverschiebung und Verbreiterung, die die Zustände außerhalb des Integrationsgebietes zusammenfassend beschreibt. Die Rechnungen mit NGC 3115 haben gezeigt, daß wenn die Integrationsgrenzen derart gewählt werden, so daß der Beitrag der außerhalb dieser liegenden Dispersion zur Gesamtdispersion weniger als zehn Prozent beträgt, dieser Korrekturterm dann sogar vernachlässigt werden kann.

Jetzt müssen die Einflüsse des atmosphärischen Seeings eingearbeitet werden. Dazu wird eine Seeing-Funktion in Abhängigkeit der projizierten Koordinaten dra und ddec sowie der Halbwertsbreite HWHM σ_{\star} , welche die Seeing-Situation zur Zeit der Beobachtung beschreibt, konstruiert.

$$\text{SEEING}(\text{dra}, \text{ddec}, \sigma_{\star}) = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\text{dra}^2}{\sigma_{\star}^2}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\text{ddec}^2}{\sigma_{\star}^2}\right) \quad (2.46)$$

Die Seeing-konvolvierte Modellgalaxie MODGAL_{\star} erhält man schließlich wie folgt:

$$\begin{aligned} \text{MODGAL}_{\star}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n) &= \\ &= \text{CONV}(\text{SEEING}(\text{dra}, \text{ddec}, \sigma_{\star}), \text{MODGAL}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n)) \end{aligned} \quad (2.47)$$

oder analog wie für die Formeln 2.43 und 2.44 im Falle diskreter Stützstellen

$$\begin{aligned} \text{MODGAL}_{\star}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n) &= \\ &= \text{CONV}_{\Sigma}(\text{SEEING}(\text{dra}, \text{ddec}, \sigma_{\star}), \text{MODGAL}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n)) \end{aligned} \quad (2.48)$$

Die Seeing-konvolvierte LOSVD lautet entsprechend

$$\begin{aligned} \text{BROAD}_\star(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n) &= \\ &= \text{CONV}_\Sigma(\text{SEEING}(\text{dra}, \text{ddec}, \sigma_\star), \text{BROAD}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n)) \end{aligned} \quad (2.49)$$

Um den Satz von optimalen Parametern ermitteln zu können, wird am Schluß an allen Stützstellen auf den Koordinatenachsen von dra , ddec und λ die Differenz zwischen der beobachteten Galaxie OBSGAL und dem Modell MODGAL_\star berechnet und daraus dann die Quadratsumme χ^2 gebildet, wobei als Wichtung die projizierte Volumenleuchtkraft $\tilde{b}^2(\text{dra}, \text{ddec})$ verwendet wird.

$$\begin{aligned} \chi^2(p_0, \dots, p_n) &= \\ &= \sum_{\text{dra}, \text{ddec}, \lambda} \tilde{b}^2(\text{dra}, \text{ddec}) (\text{OBSGAL}(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda) - \text{MODGAL}_\star(\text{dra}, \text{ddec}, \lambda; p_0, \dots, p_n))^2 \end{aligned}$$

Dieses χ^2 wird nun unter Verwendung des Simplex-Algorithmus von Nelder und Mead 1965 [56] durch Variation des Parametersatzes p_0, \dots, p_n minimiert. Das derart erhaltene Optimum wird dann durch den Satz $p_0^{op}, \dots, p_n^{op}$ bestimmt, mit welchem die Vorgänge in der beobachteten Galaxie am besten beschrieben werden können.

Die Größe der für die Simulationsrechnungen benutzten Pixel beträgt 0.03 Bogensekunden in x-, y- und z-Richtung für einem Abstand vom Zentrum von bis zu 0'15. Außerhalb besitzen die Pixel dann eine Seitenlänge von 0.3 Bogensekunden.

2.5.2 Test der Simulationsmethode und Fehleranalyse

Im folgenden soll die Qualität und die Genauigkeit der Simulationsmethode in Abhängigkeit von Signal-Rausch-Verhältnis und Template-Mismatch untersucht werden. Zu diesem Zweck wurde eine Modellgalaxie in der im obigen Kapitel 2.5.1 beschriebenen Weise mit definierten Funktionen und festgelegten Parametern für die Rotationsgeschwindigkeit, der Dispersion und des Helligkeitsprofils konstruiert. Die Funktionen entsprechen denen, die im Kapitel 2.5.4 zum Aufbau des Modells M3 herangezogen werden. Mit der daraus aufgebauten Verbreiterungsfunktion wurde das K-Band-Spektrum des K5 III-Sternes HD 82268 konvolviert. Die Parameter entsprechen den Simulationsergebnissen für das Modell M3 in Kapitel 2.5.4. Nachdem diese Modellgalaxie konstruiert worden ist, wurde das in Kapitel 2.5.1 beschriebene Verfahren angewendet, wobei als Template-Sterne einmal der K5 III-Stern, aus welchem die Galaxie aufgebaut worden ist, als auch ein M4 III-Stern (HD 80431) eingesetzt worden ist. Die Spektren wurden normalisiert, um dominante Beiträge durch Steigungsfehler auszuschließen. In den Abbildungen 2.14, 2.15 und 2.16 sind die Resultate für die Rotationsgeschwindigkeit, die Geschwindigkeitsdispersion und des Helligkeitsprofils in Abhängigkeit des Signal-Rausch-Verhältnisses bei Verwendung des K5 III-Template-Sternes zu sehen. Die im obersten Bild von Abb. 2.14 gezeigte Rotverschiebung v_z ist in Gleichung 2.62 definiert, die Rotationsamplitude V_0 und der Skalierparameter d_0 in den beiden darunterliegenden Bildern in den Gleichungen 2.57 und 2.58. Bei den Parametern für die Geschwindigkeitsdispersion in Abb. 2.15 sind die radiale, die tangentiale und die azimuthale Dispersionskomponente, σ_{0r} , $\sigma_{0\theta}$ und $\sigma_{0\phi}$, in den ersten drei Bildern und der Dispersionsexponent α im untersten Teil durch die Zusammenhänge 2.66, 2.67 und 2.68 bestimmt. In Abb. 2.16 sind die Skalierparameter a und b in den ersten beiden Bildern sowie die Helligkeitsamplitude b_0 für das Helligkeitsprofil in der darunterliegenden Graphik durch die Gleichung 2.78 definiert worden. Der Hintergrundparameter in untersten Teil wird durch eine

einfache additive Konstante beschrieben. Die Punkte repräsentieren die Simulationsergebnisse und die waagrechten Linien die Eingangswerte. Letztere werden durch die Test-Rechnungen nahezu ohne systematische Fehler korrekt wiedergegeben. Die Streuung um die Eingangswerte scheint in einer vernachlässigbaren Abhängigkeit vom Signal-Rausch-Verhältnis zu sein. Die Erklärung für dies ist, daß bei der hier vorgestellten Simulationsmethode die Modellfunktion und ihre Parameter nicht an ein einzelnes Spektrum, sondern gleichzeitig an einen ganzen Satz von solchen angepaßt wird. Damit beginnen eventuelle systematische Fehler wie Abweichungen von differentieller Rotverschiebung und Linienbreite über die Beiträge des SNR zu dominieren. Die beste Anpassung wird daher immer in einem Bereich von Parametern zu finden sein, der von SNR weitgehend unabhängig ist. In den Abbildungen 2.17 und 2.18 sind die Resultate für die Rotationsgeschwindigkeit und die Dispersion in Abhängigkeit des S/N bei Verwendung des M4 III-Template-Sternes zu sehen. Auffallend ist hier die größere Streuung um die Eingangswerte sowie systematische Abweichungen bei den Parametern zur Beschreibung der Dispersion um rund + 20 km/s. Dies hat seine Ursache in den unterschiedlichen Linienbreiten, die die Template-Sterne vom Typ K5 III bzw. M4 III aufweisen, was sich dann logischerweise auf die Güte der Bestimmung der Linienbreite auswirkt. Es zeigt sich, daß die hier entwickelte Simulationsmethode relativ robust im Hinblick auf das Signal-Rausch-Verhältnis in den Spektren ist. Bei Template-Mismatch ist ein systematischer Fehler in den Parametern für die Geschwindigkeitsverbreiterung um rund 20 km/s festzustellen. Diese Testanalysen können natürlich nicht diejenigen systematischen Abweichungen berücksichtigen, die in wirklich beobachteten Spektren durch die Wahl der Funktionen auftreten, da man ja ihre intrinsische Struktur in der Galaxie von vorneherein nicht kennt. So kann der reale Fehler, der mit den Parametern behaftet ist, größer sein. Es wird daher bei der Analyse zusätzlich notwendig sein, die Parameter solange zu variieren, bis das Modell nicht mehr mit der Beobachtung übereinstimmt, um damit noch eine realistischere Abschätzung der Fehler zu erhalten.

2.5.3 Die Berechnung der Masse der Galaxie

Sind die unprojizierten Funktionen für v_{rot} , σ und b einmal bestimmt, so kann damit unter Verwendung des ersten Moments der stoßfreien Boltzmann-Jeans-Gleichung die Masse, die sich innerhalb des Abstandes r vom Zentrum der Galaxie befindet, ermittelt werden. Die Formel hierfür lautet nach Binney und Tremaine 1987 [9] für eine sphärisch symmetrische Massenverteilung:

$$M(r) = \frac{v_{rot}^2 r}{G} + \frac{\sigma_r^2 r}{G} \times F \quad (2.50)$$

mit dem Faktor F definiert zu

$$F = -\frac{d(\ln(\rho))}{d(\ln(r))} - \frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))} - \left(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_r^2}\right) - \left(1 - \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_r^2}\right) \quad (2.51)$$

Es ist hierbei v_{rot} die unprojizierte Rotationsgeschwindigkeit und σ_r , σ_θ bzw. σ_ϕ die unprojizierten radialen, tangentialen bzw. azimuthalen Komponenten der Geschwindigkeitsdispersion σ . Desweiteren ist ρ die unprojizierte räumliche Dichte derjenigen Sterne, die zu den beobachteten Spektren beitragen. Unter der Annahme, daß das Masse-Leuchtkraft-Verhältnis unabhängig vom Radius ist, kann formuliert werden:

$$\frac{d(\ln(\rho))}{d(\ln(r))} = \frac{d(\ln(I))}{d(\ln(r))} \quad (2.52)$$

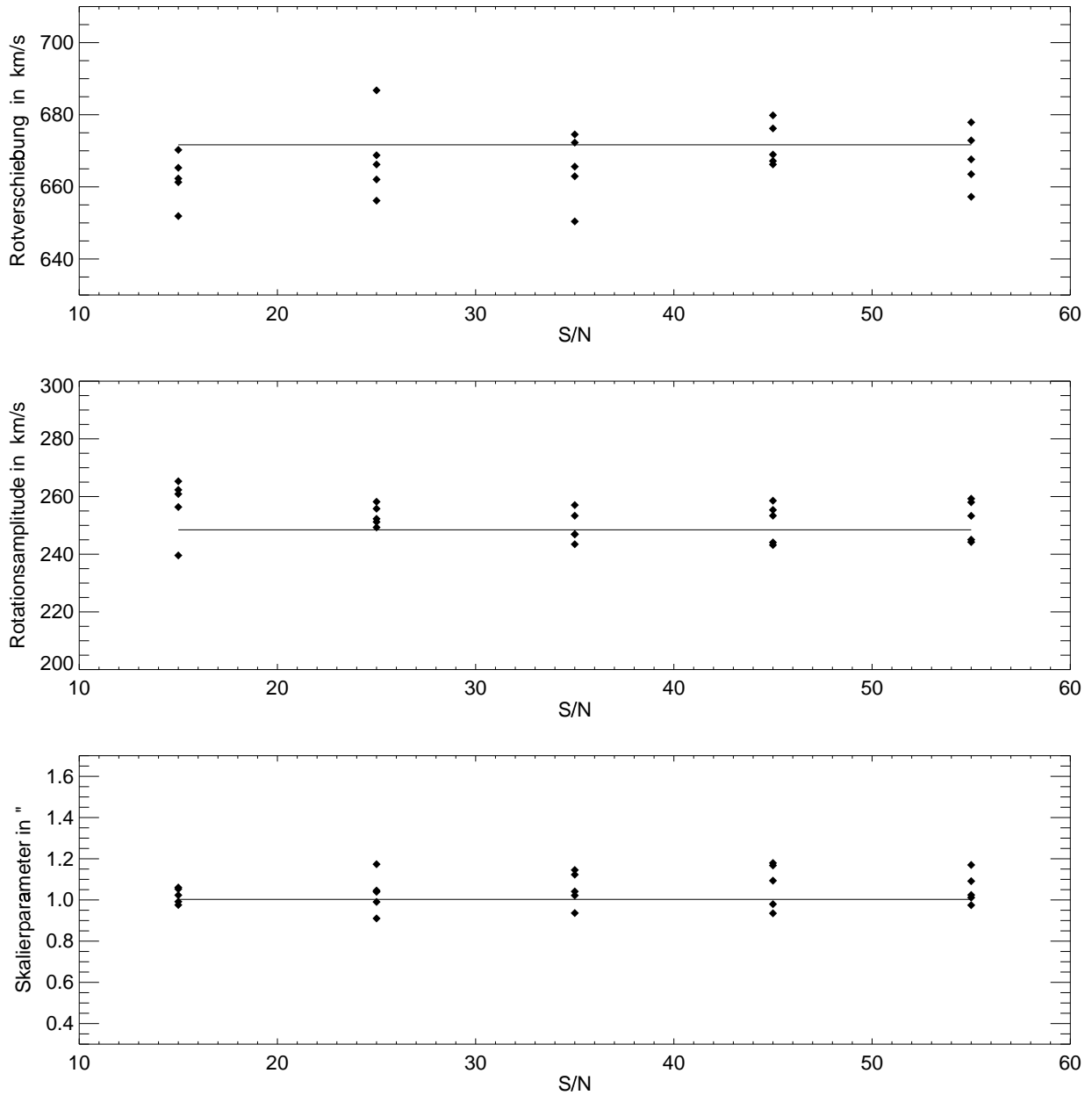


Abbildung 2.14: Mit der Simulations-Methode reproduzierte Eingangs-Rotations-Parameter für eine Reihe von verschiedenen Signal-Rausch-Verhältnissen bei Verwendung eines K5 III-Template-Sternes. Die Rotverschiebung V_z im oberen Bild ist in Gleichung 2.62, die Rotationsamplitude V_0 im mittleren Teil in Gleichung 2.57 und der Skalierparameter d_0 in der untersten Reihe in Gleichung 2.58 definiert. Es findet lediglich eine Streuung der Simulationsergebnisse um die Eingangswerte ohne nennenswerte systematische Abweichungen statt.

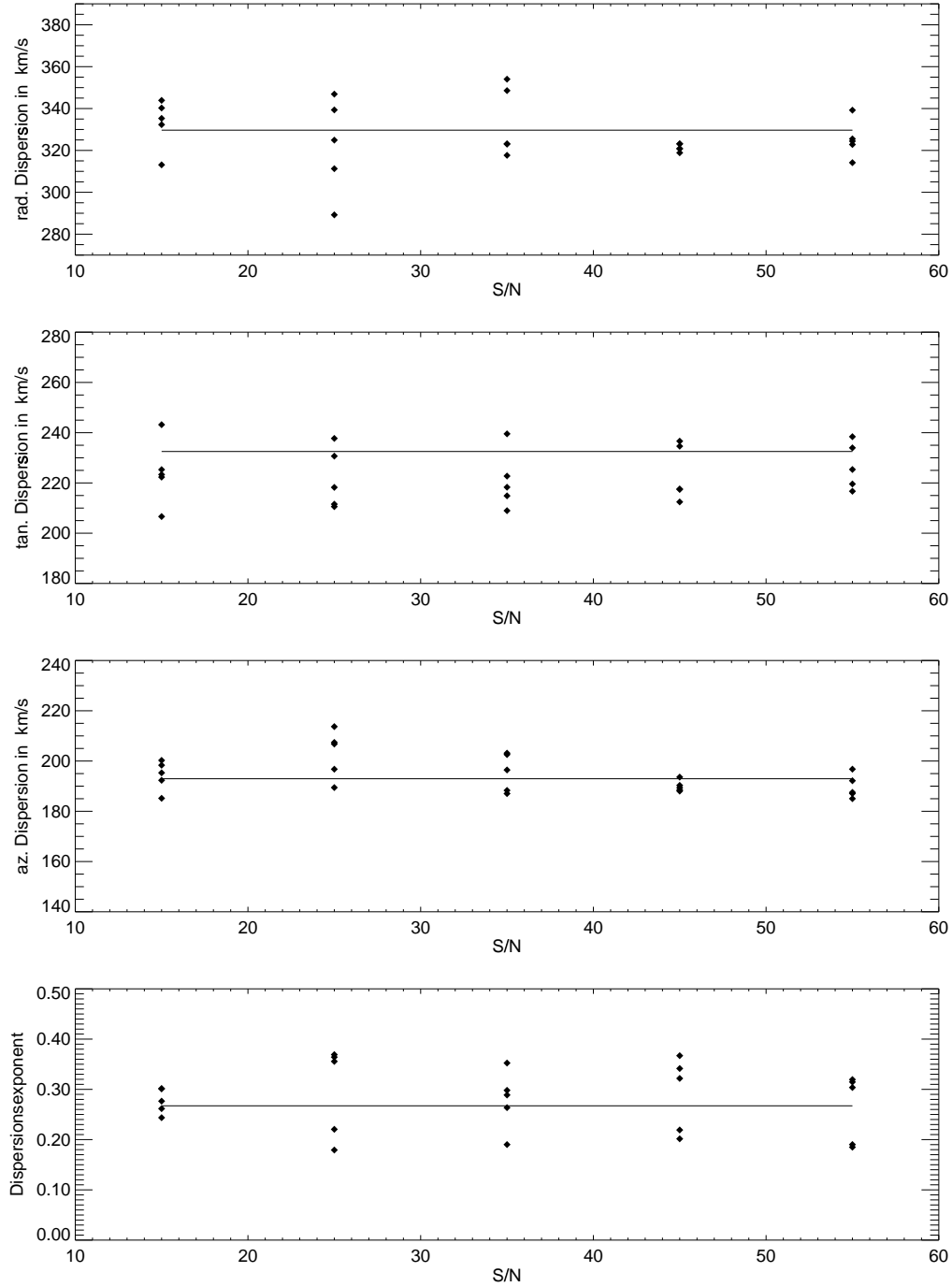


Abbildung 2.15: Mit der Simulations-Methode reproduzierte Eingangs-Dispersions-Parameter für eine Reihe von verschiedenen Signal-Rausch-Verhältnissen bei Verwendung eines K5 III-Template-Sternes. Die radiale Dispersion σ_{0r} im obersten Bild ist in Gleichung 2.66, die tangentielle und die azimuthale, $\sigma_{0\theta}$ und $\sigma_{0\phi}$, im zweiten und dritten in den Zusammenhängen 2.67 und 2.68 und der Dispersionsexponent α in der untersten Reihe in allen soeben genannten Gleichungen definiert. Auch hier sind wie in Abb 2.14 außer der statistischen Streuung um die Eingangsparameter keine systematischen Abweichungen erkennbar.

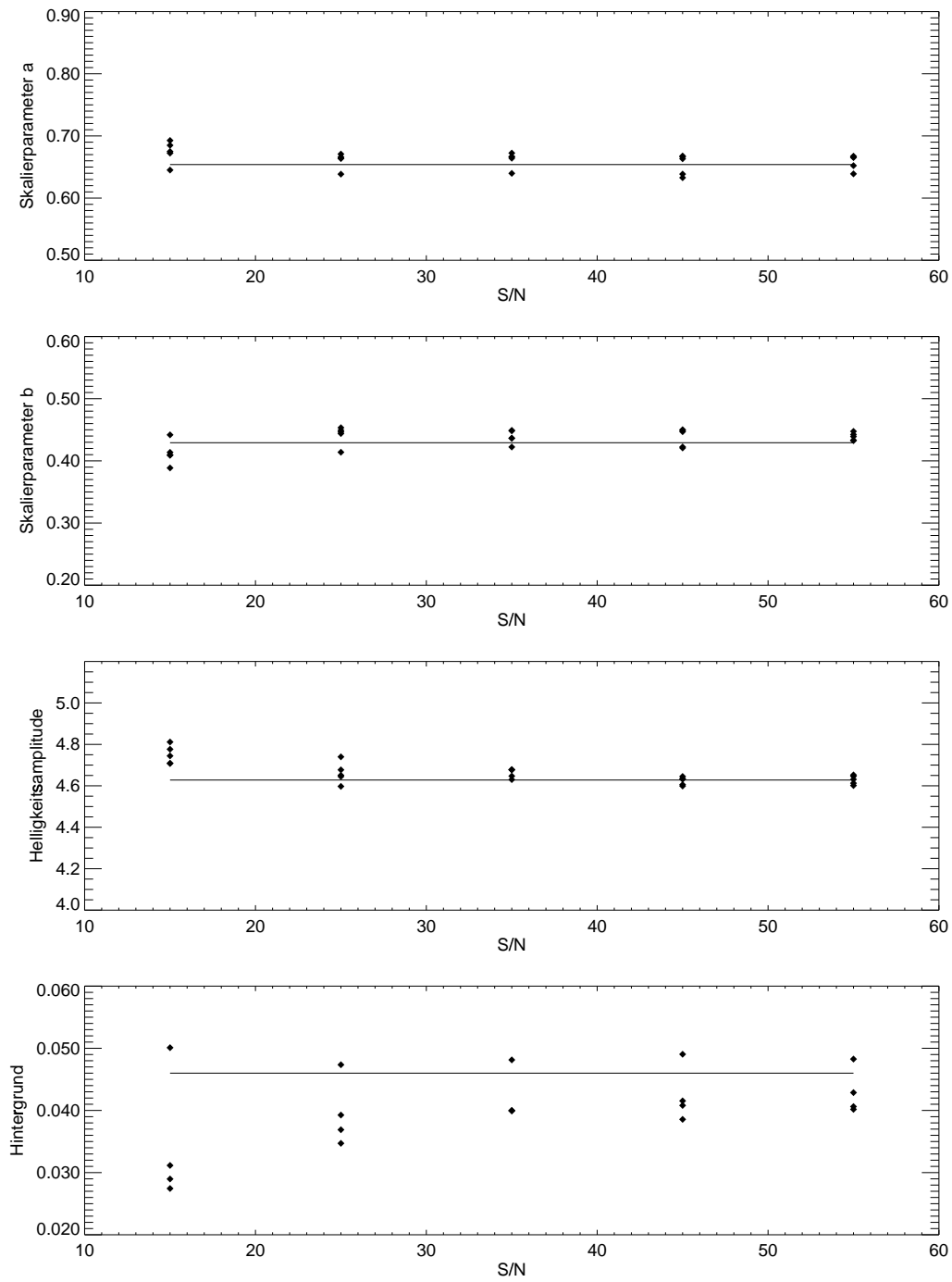


Abbildung 2.16: Mit der Simulations-Methode reproduzierte Eingangs-Helligkeitsprofil-Parameter für eine Reihe von verschiedenen Signal-Rausch-Verhältnissen bei Verwendung eines K5 III-Template-Sternes. Die Skalierparameter a und b in den ersten beiden Bildern und die Helligkeitsamplitude b_0 im dritten sind durch die Gleichung 2.78 und der Hintergrund im untersten durch eine additive Konstante bestimmt.

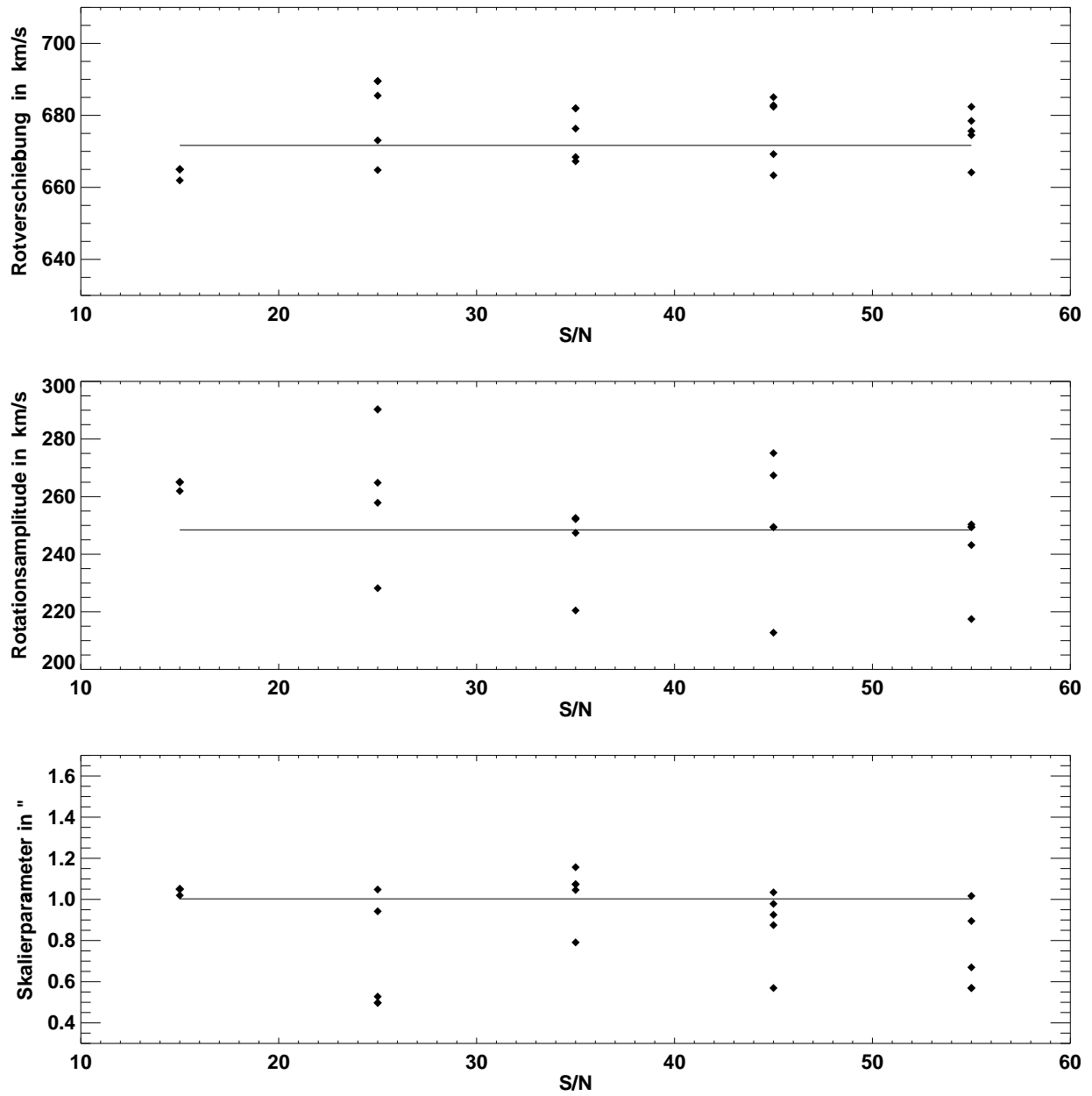


Abbildung 2.17: Analog wie bei 2.14, jedoch mit Verwendung eines M4 III-Template-Sternes

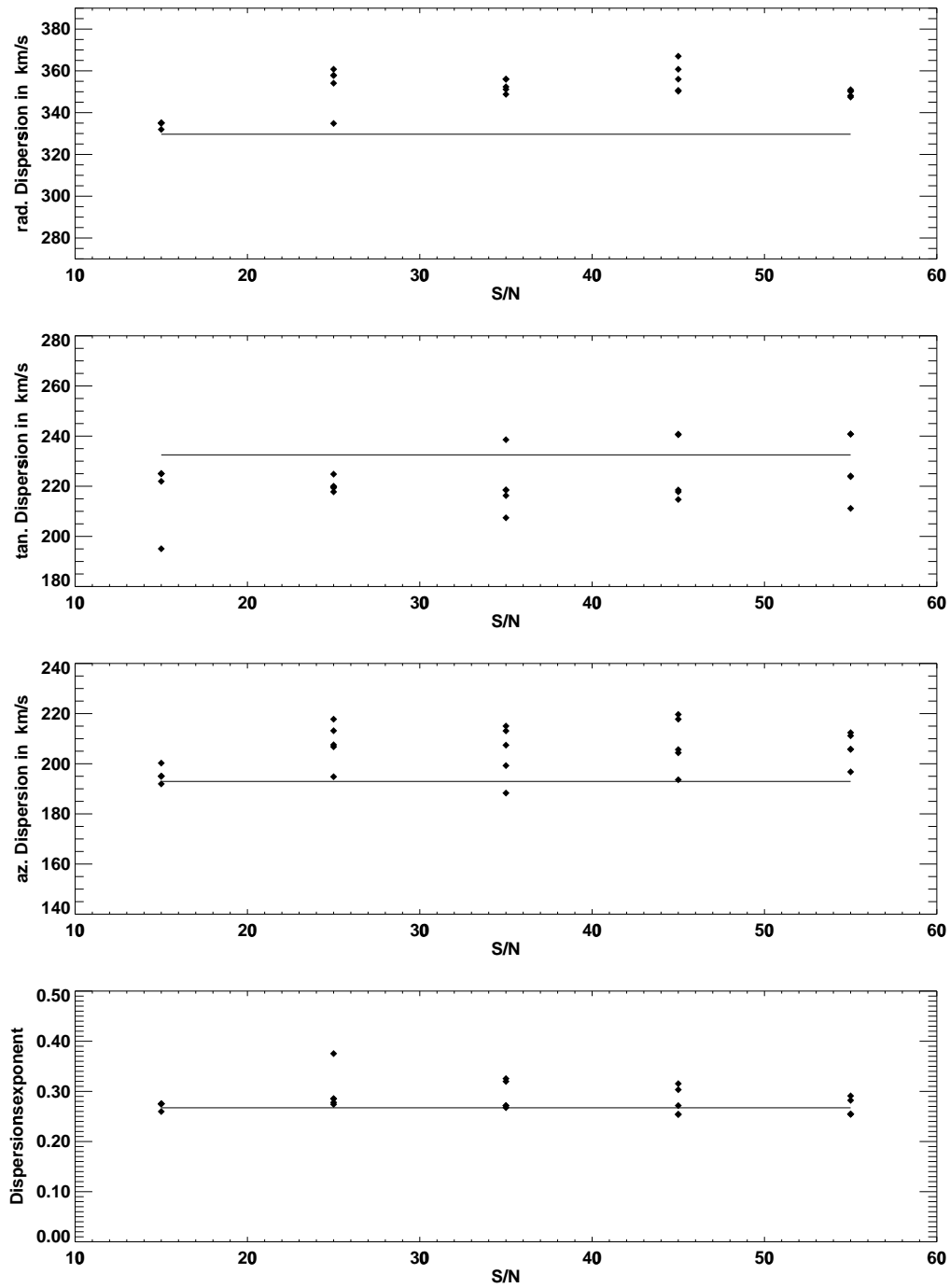


Abbildung 2.18: Analog wie bei 2.15, jedoch mit Verwendung eines M4 III-Template-Sternes

wobei I die Volumenleuchtkraft ist. Die in der Jeans-Gleichung vorkommenden Zusammenhänge

$$1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_r^2} =: \beta_\theta \quad (2.53)$$

$$1 - \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_r^2} =: \beta_\phi \quad (2.54)$$

beschreiben die tangentielle bzw. azimuthale räumliche Anisotropie in der Geschwindigkeitsdispersion. Sind diese gleich, d. h. $\sigma_\theta^2 = \sigma_\phi^2$, so gilt $\beta_\theta = \beta_\phi =: \beta$. Die Boltzmann-Gleichung lautet in diesen Fällen dann:

$$M(r) = \frac{v_{rot}^2 r}{G} + \frac{\sigma_r^2 r}{G} \left[-\frac{d(\ln(\rho))}{d(\ln(r))} - \frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))} - \beta_\theta - \beta_\phi \right] \quad (2.55)$$

beziehungsweise

$$M(r) = \frac{v_{rot}^2 r}{G} + \frac{\sigma_r^2 r}{G} \left[-\frac{d(\ln(\rho))}{d(\ln(r))} - \frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))} - 2\beta \right] \quad (2.56)$$

Im Falle einer isotropen Verteilung ist $\sigma_r^2 = \sigma_\theta^2 = \sigma_\phi^2$, so daß die Größen β_θ und β_ϕ zu Null werden. Üblicherweise schwanken diese im Kernbereich von Galaxien zwischen Null und Eins (Bicknell et al. 1997 [7]) und nehmen daher im Gegensatz zu den Ausdrücken $d(\ln(I))/d(\ln(r))$ und $d(\ln(\sigma_r^2))/d(\ln(r))$ einen positiven Wert an. Sollen nun Modelle mit anisotropen Dispersionen konstruiert und an gemessene Daten angepaßt werden und sind desweiteren a priori keine Annahmen über eventuelle Randbedingungen möglich, so empfiehlt es sich, mit einfachen Formeln für β_θ und β_ϕ als Funktion des Ortes zu beginnen. Dies können zum Beispiel bloße Konstanten sein. In dem folgenden Kapiteln werden nun einige Simulationsrechnungen mit isotropen und einfachen anisotropen Dispersionen vorgestellt und diskutiert.

2.5.4 Die Wahl der Modellfunktionen

2.5.4.1 Die Rotationsgeschwindigkeit

Die Formel für die Rotationsgeschwindigkeiten für exponentielle Scheiben, wie sie im Falle von NGC 3115 vorliegen, lautet unter Verwendung eines zylindersymmetrischen Koordinatensystems nach Binney und Tremaine 1987 [9].

$$v_{rot} = V_0 \zeta^2 (I_0(\zeta) K_0(\zeta) - I_1(\zeta) K_1(\zeta)) \quad (2.57)$$

mit

$$\zeta = \frac{d}{2d_0} \quad (2.58)$$

wobei d der Abstand senkrecht zur Rotationsachse, um welche das stellare System der Galaxie rotiert, darstellt. Es sind hierbei $I_0(\zeta)$, $K_0(\zeta)$, $I_1(\zeta)$ und $K_1(\zeta)$ die modifizierten Besselfunktionen der ersten und zweiten Art. Der Parameter d_0 ist ein anpaßbarer räumlicher Skalierfaktor. An dieser Stelle sei auf die zylindersymmetrische Gestalt dieser Funktion durch ihre ausschließliche Abhängigkeit vom Abstand d von der Rotationsachse hingewiesen. In Abbildung 2.19 ist der Verlauf einiger Vertreter aus der Funktionenschar $v_{rot}(d)$ sowie ihre Abhängigkeit von den Parametern V_0 und d_0 dargestellt. Der Abstand d lautet als Funktion der Koordinaten des Systems (xyz), dessen Achsen, wie in Kapitel 2.5.1 bereits erwähnt, mit den Hauptachsen der elliptischen Galaxie zusammentreffen

$$d = \sqrt{(x^2 + z^2)} \quad (2.59)$$

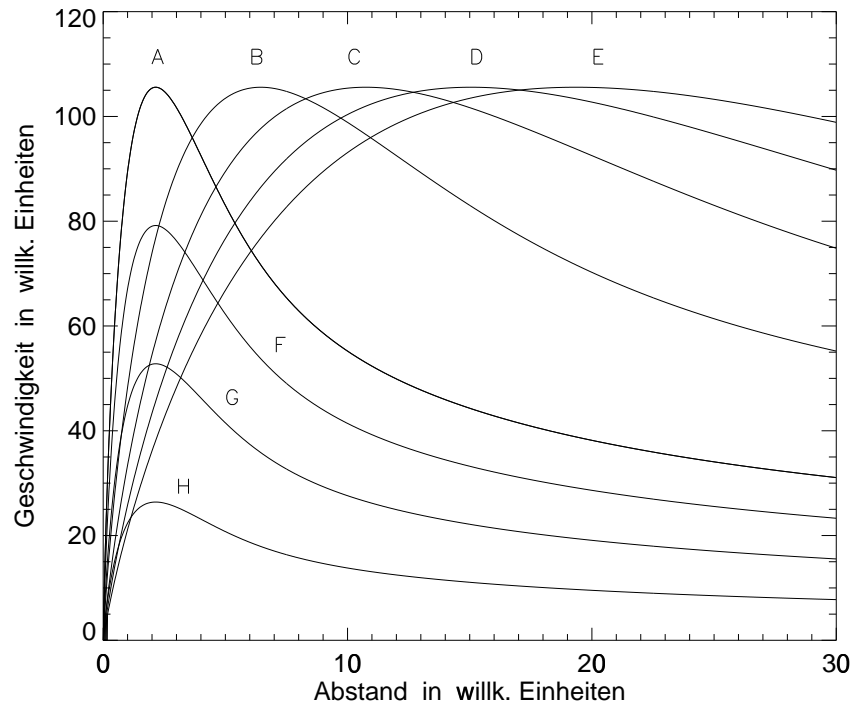


Abbildung 2.19: Verlauf der Rotationsfunktion v_{rot} als Funktion des Abstandes d unter Variation der Parameter V_0 und d_0 . Im einzelnen gelten für die jeweiligen Kurven: A: $V_0 = 120.0$ und $d_0 = 1.0$; B: $V_0 = 120.0$ und $d_0 = 3.0$; C: $V_0 = 120.0$ und $d_0 = 5.0$; D: $V_0 = 120.0$ und $d_0 = 7.0$; E: $V_0 = 120.0$ und $d_0 = 9.0$; F: $V_0 = 90.0$ und $d_0 = 1.0$; G: $V_0 = 60.0$ und $d_0 = 1.0$; H: $V_0 = 30.0$ und $d_0 = 1.0$;

wobei x und z in die Ebene der Galaxie gelegt sind und durch die Gleichungen 2.33 und 2.34 definiert sind. Die Achse x liegt in der Himmelsebene und z besitzt zu dieser einen Winkel von neunzig Grad.

Bei der Berechnung der Rotationsgeschwindigkeit ist schließlich die beliebige Orientierung der Galaxie und damit auch ihres Geschwindigkeitsfeldes im dreidimensionalen Raum relativ zum Beobachter zu bedenken. Somit muß berücksichtigt werden, daß zu der Rotverschiebung im beobachteten Spektrum nur diejenige Komponente des Geschwindigkeitsvektors beiträgt, welche parallel zur Sichtlinie ist. Diese wird berechnet durch

$$v_{rot}^{proj}(d) = v_{rot} \left(\frac{x}{d} \right) \sin(\theta_i) \quad (2.60)$$

In diesem Falle ist x durch 2.32 und d durch 2.59 bestimmt. Wie bereits erwähnt, existieren in NGC 3115 zwei rotierende Scheiben, wobei die innere einen Durchmesser von ca. sechs Bogensekunden, die äußere dagegen einen von 200 besitzt. Das instrumentelle Blickfeld betrug jedoch nur $4''8 \times 4''8$ und erfaßte somit nur einen kleinen Ausschnitt im Kernbereich der Galaxie, wodurch eine vernünftige Bestimmung der anpaßbaren Funktionsparameter V_0 und d_0 für die äußere der beiden Scheiben schwierig wird. Diese werden daher in den vorzunehmenden Simulationsrechnungen konstant gesetzt, wobei hierfür Resultate aus den Arbeiten von Kormendy et al. 1996 [39] herangezogen worden sind. Diese lauten 355.0 km/s für V_0 und 11.5 Bogensekunden für d_0 . Die resultierende Gesamtrotation setzt sich somit nach Kormendy et al. 1996 [39] aus der quadratischen Einzeladdition der Beiträge der kleinen inneren und der großen äußeren Scheibe

zusammen. Damit ergibt sich

$$(v_{\text{rot}}^{\text{proj}})_{\text{ges}}(d) = \sqrt{(v_{\text{rot}}^{\text{proj}})_{\text{kl.Scheibe}}^2(d) + (v_{\text{rot}}^{\text{proj}})_{\text{gr.Scheibe}}^2(d)} \quad (2.61)$$

Die resultierende Rotverschiebung im gemessenen Spektrum berechnet sich dann schließlich aus der Summe von $(v_{\text{rot}}^{\text{proj}})_{\text{ges}}(d)$ und der Fluchtgeschwindigkeit v_z , also

$$z \cdot c = (v_{\text{rot}}^{\text{proj}})_{\text{ges}}(d) + v_z \quad (2.62)$$

mit c als Lichtgeschwindigkeit.

Der Satz der anpaßbaren Parameter, mit welchen durch den Einsatz des Simplexalgorithmus die größtmögliche Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Spektren hergestellt werden soll, lautet demnach V_0 , d_0 und v_z .

2.5.4.2 Die Geschwindigkeitsdispersion

Der Wahl der Funktion zur Beschreibung der Geschwindigkeitsdispersion kommt im Rahmen der Modellierung der kinematischen Prozesse in der Galaxie eine besondere Bedeutung zu, da mit dieser bereits implizite Annahmen über die Potentialstruktur und damit die zentrale Massenkonzentration in der jeweiligen Galaxie gemacht werden können. Die Datenstruktur, die 3D zur Verfügung stellt, erlaubt es, gewählte Funktionen an ein gemessenes zweidimensionales Profil von projizierten Geschwindigkeitsdispersionen anzupassen. Damit ist eine ideale Voraussetzung zur Untersuchung von eventuell vorhandenen räumlichen Anisotropien in der Dispersionsstruktur gegeben.

Die in dieser Promotionsarbeit präsentierten Simulationsrechnungen sind mit drei verschiedenen Modellen für die Geschwindigkeitsdispersion durchgeführt worden. Die Wahl fiel hierbei auf zwei räumlich isotrope und zwei räumlich anisotrope Zusammenhänge, welche eine möglichst große Variation der im Zentrum der Galaxie vorkommenden Massenkonzentration erlauben. Dasjenige Modell mit der besten Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment kann dann als das am geeignetste zur Beschreibung der Vorgänge in der Galaxie bezeichnet werden und die daraus resultierende zentrale Massenkonzentration als die am wahrscheinlichsten vorkommende angesehen werden. Im folgenden werden nun die verschiedenen verwendeten Ansätze für die Geschwindigkeitsdispersion vorgestellt.

Der einfachste räumlich isotrope Zusammenhang mit nur einem anpaßbaren Parameter ist ein Modell mit einer keplerschen Formel, welche lautet:

$$\begin{aligned} \sigma_r^{\text{Kep}} &= \frac{\sigma_0}{\sqrt{r}} \\ &= \frac{\sigma_0}{r^{0.5}} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Dieser Ansatz setzt die stärkstmögliche Zunahme der Dispersion zum Zentrum hin voraus und impliziert damit a priori eine sehr hohe zentrale Massenkonzentration, da der Anisotropieparameter β in der Boltzmann– Gleichung 2.50 bzw. 2.51 wegen $\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_\phi$ zu Null wird und die Größe $\frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))}$ den Wert Eins annimmt. Im folgenden Teil dieser Arbeit wird das Modell mit dem keplerschen Ansatz als Modell 1 (M1) bezeichnet. Ein erster Schritt zu dessen Verallgemeinerung und damit zu Alternativmodellen mit einer geringeren inneren Masse in der Galaxie besteht darin, den Wurzelausdruck in Gleichung 2.63 durch einen anpaßbaren Exponenten α zu ersetzen:

$$\sigma_r^{(\alpha)} = \frac{\sigma_0}{r^\alpha} \quad (2.64)$$

Damit kann der Anstieg der Dispersion zum Zentrum hin den tatsächlichen Messungen angeglichen und einer eventuellen geringeren Zunahme, die dann durch Werte von α , die kleiner als 0.5 sind, beschrieben wird, Rechnung getragen werden. Der Beitrag $\frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))}$ in der Boltzmann-Gleichung nimmt dann die Form

$$\frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))} = 2\alpha \quad (2.65)$$

an, welcher nun, je nach dem Resultat für α , Werte zwischen Null und Eins annehmen kann. Dadurch ist es dann auch möglich, die zentrale Masse zu verringern. Dies soll fürtherhin das Modell 2 (M2) genannt sein.

Mit der Erweiterung der Analyse auf Modelle mit räumlich anisotroper Geschwindigkeitsverteilung wird ein komplexes und vielschichtiges Feld betreten. Es erscheint deshalb sinnvoll, eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment mit möglichst einfachen Ansätzen zu versuchen. Die einfachste Lösung ist sicher diejenige, welche in einem konstanten, von Null verschiedenen Anisotropieparameter β resultiert. Dies wird durch im folgenden aufgestellten Gleichungen realisiert, wobei das Dispersionsfeld in Kugelkoordinatensystem definiert sein möge. Die radiale, die tangentiale und die azimuthale Komponente der Geschwindigkeitsdispersion σ_r , σ_θ und σ_ϕ lauten dann:

$$\sigma_r(r) = \frac{\sigma_{0r}}{r^\alpha} \quad (2.66)$$

$$\sigma_\theta(r) = \frac{\sigma_{0\theta}}{r^\alpha} \quad (2.67)$$

$$\sigma_\phi(r) = \frac{\sigma_{0\phi}}{r^\alpha} \quad (2.68)$$

Es ist zu beachten, daß die hier aufgestellten Ansätze lediglich vom totalen Abstand zum Zentrum abhängen. Zur im Spektrum beobachteten Linienbreite σ_{LOS} tragen jedoch nur, analog wie bei der Rotationsgeschwindigkeit, Projektionen der einzelnen Komponenten entlang der Sichtlinie bei, was sich formulieren läßt als

$$\sigma_{LOS} = \sqrt{(\sigma_r)_{LOS}^2 + (\sigma_\theta)_{LOS}^2 + (\sigma_\phi)_{LOS}^2} \quad (2.69)$$

wobei $(\sigma_r)_{LOS}^2$, $(\sigma_\theta)_{LOS}^2$, und $(\sigma_\phi)_{LOS}^2$ die radialen, tangentialen und azimuthalen Projektionen auf die Sichtlinie sein mögen. Diese berechnen sich aus den intrinsischen Dispersionen σ_r , σ_θ , und σ_ϕ wie folgt:

$$(\sigma_r)_{LOS} = \sigma_r \cos(\theta) \cos(i) + \sigma_r \sin(\theta) \cos(\phi) \sin(i) \quad (2.70)$$

$$(\sigma_\theta)_{LOS} = \sigma_\theta \sin(\theta) \cos(i) + \sigma_\theta \cos(\theta) \cos(\phi) \sin(i) \quad (2.71)$$

$$(\sigma_\phi)_{LOS} = \sigma_\phi \sin(\phi) \sin(i) \quad (2.72)$$

wobei die Winkel θ und ϕ zu den Kugelkoordinaten, die im Koordinatensystem (xyz) der Galaxie definiert sind, gehören. Der Winkel i ist der Inklinationwinkel der galaktischen Scheibe. Diese Formeln resultieren in örtlich konstanten tangentialen und azimuthalen Anisotropieparametern β_θ und β_ϕ , die in diesem Fall dann die Werte annehmen:

$$\beta_\theta = 1 - \frac{\sigma_{0\theta}^2}{\sigma_{0r}^2} \quad (2.73)$$

$$\beta_\phi = 1 - \frac{\sigma_{0\phi}^2}{\sigma_{0r}^2} \quad (2.74)$$

Die Simulation, die diesen Ansatz verwendet, wird in dieser Arbeit als Modell 3 (M3) bezeichnet. In einem vierten Modell M4 wird mit dem soeben beschriebenen Ansatz für eine anisotrope Geschwindigkeitsdispersion unter der Annahme, daß die radiale und die tangentielle Komponente gleich sind, also mit

$$\sigma_{0\theta} = \sigma_{0\phi} =: \sigma_{0\theta\phi} \quad (2.75)$$

gerechnet. Demgemäß gilt dann auch

$$\beta_{\theta} = \beta_{\phi} =: \beta \quad (2.76)$$

2.5.4.3 Das Helligkeitsprofil

In Emsellem et al. 1998 [20] ist, gestützt auf Aufnahmen im V-Band von HST/WFPC2, des Canada–France–Hawaii–Teleskopes CFHT mit HRCAM und des Calar Alto–Observatoriums, eine detaillierte Analyse des Helligkeitsprofils von NGC 3115 vorgenommen worden. Es konnten dabei fünf Komponenten identifiziert werden, welche die galaktische Struktur bestimmen.

- Im äußersten Bereich, d. h. bei Radien größer als 100 Bogensekunden wird das Licht vom galaktischen Halo dominiert.
- In einem Bereich zwischen 5 und 100 Bogensekunden ist die äußere galaktische Scheibe des Freeman II Typus klar zu identifizieren
- Der galaktische Bulge beginnt bei einem Radius von ca. fünf Bogensekunden. Entgegen den Erwartungen läßt er sich nicht durch das de Vaucouleur'sche Gesetz beschreiben (Capaccioli et al. 1987 [12]).
- In einem Bereich mit einem Durchmesser von sechs Bogensekunden um das Zentrum befindet sich eine innere Scheibe
- Im Zentrum der Galaxie befindet sich eine Punktquelle mit $m_V = 16.63$ und einem Halblichttradius von $0''.054$

Zur Verdeutlichung des soeben Abgehandelten sind in Abbildung 2.20 V-Band-Bilder, die mit dem Weltraumteleskop HST unter Verwendung der Weitfeld- und Planeten-Kamera WFPC2 erhalten worden sind, zu sehen. Diese wurden mit freundlicher Genehmigung vom HST-Archiv des Space Telescope Science Institute (STScI) in Baltimore/USA zur Verfügung gestellt. Das erste Bild von Abb. 2.20 zeigt einen ca. 60×60 Bogensekunden großen Ausschnitt von NGC 3115 am Himmel. Die Achsen für die Rektaszension sowie die Deklination kommen gemäß der Standardorientierung zu liegen. Bei einem Positionswinkel von ca. 45° ist sehr gut die äußere Scheibe, die zum Beobachter fast um 90° inkliniert ist, zu sehen. Bei einem Radius von ungefähr fünf Bogensekunden beginnt der galaktische Bulge. Das Helligkeitsprofil von NGC 3115 innerhalb der zentralen 10×10 Bogensekunden ist im mittleren Teil von Abb. 2.20 verdeutlicht. Es ist dort sehr gut innerhalb des Bulges die innere Scheibe mit einem Durchmesser von rund sechs Bogensekunden zu sehen. Die Punktquelle im Zentrum dieser Galaxie ist hingegen deutlich im untersten Bild von Abb. 2.20 dargestellt.

Basierend auf diesen Resultaten ist es nun möglich, parametrisierte Funktionen für die Volumenleuchtkraft zu formulieren, welche dann in die Simulationsrechnungen eingehen. Da der untersuchte Bereich von NGC 3115 nur ein Blickfeld von 3.3×3.3 Bogensekunden umfaßt, werden nur für die beiden innersten Komponenten funktionale Zusammenhänge definiert und die übrigen durch einen additiven Hintergrundsbeitrag angenähert.

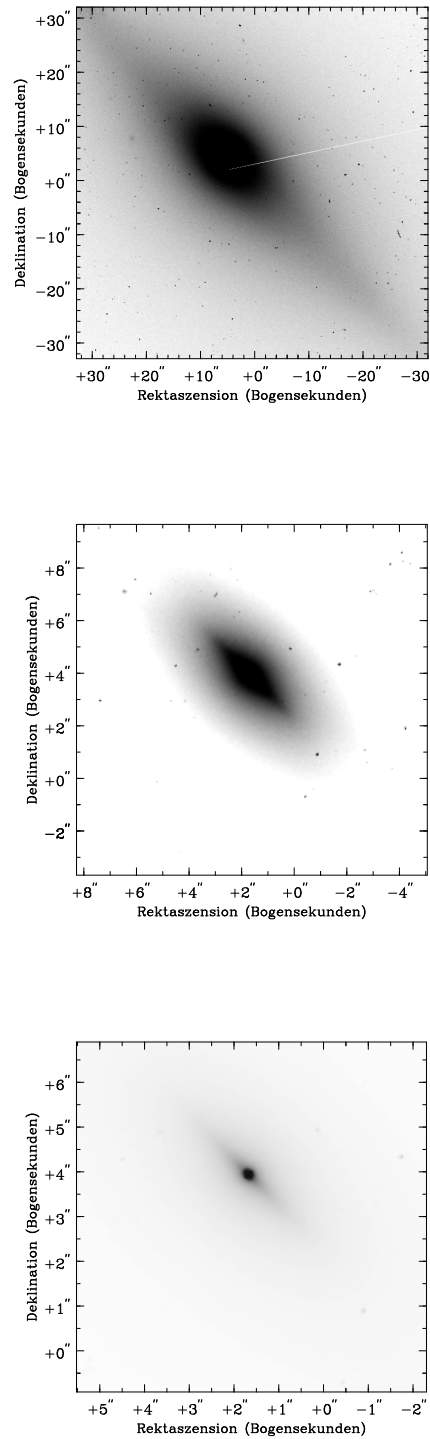


Abbildung 2.20: V-Band-Bilder von NGC 3115, aufgenommen mit dem Weltraumteleskop HST und der Kamera WFPC2. Das Blickfeld im oberen Bild beträgt ca. 60×60 Bogensekunden, diejenigen im mittleren und unteren ca. 12×12 bzw. 8×8 Bogensekunden. Deutlich ist in der zweiten Abbildung die zentrale Scheibe und in der letzteren die zentrale Punktquelle zu erkennen.

Nach den Arbeiten von Freeman 1970 [22] kann das Helligkeitsprofil einer Scheibe beschrieben werden durch:

$$b(r) = b_0 \cdot e^{-r/r_0} \quad (2.77)$$

Die dreidimensionale Verallgemeinerung dieses Zusammenhanges, welche dann die unprojizierte Profilkfunktion darstellt, kann folgendermaßen formuliert werden:

$$b_{disk}(x, y, z) = b_0 \cdot e^{-\sqrt{(\frac{x}{a})^2 + (\frac{y}{b})^2 + (\frac{z}{a})^2}} \quad (2.78)$$

wobei die räumlichen Koordinaten x , y , und z durch Eulersche Transformationen aus den Himmelskoordinaten entstehen. Der Parameter b_0 ist die Leuchtkraft der inneren Scheibe im Mittelpunkt der Galaxie und a und b sind die Verhältnisse zwischen der Dicke und dem Radius der Scheibe.

Die Punktquelle in Zentrum der Galaxie kann man durch den Zusammenhang, welcher von Bahcall und Wolf 1976 [3] angegeben worden ist, beschreiben. Dieser lautet:

$$b_{cusp}(r) = 1 + \left(\frac{r_h}{r} \right)^{\frac{7}{4}} \quad (2.79)$$

wobei r_h der Halblchtradius ist. Bisherige Analysen für den im Fall von NGC 3115 ergaben einen Wert von 0.054 ± 0.010 Bogensekunden (Emsellem et al. 1998, Kormendy et al. 1996 [20, 39]).

2.5.5 Zusammenfassende Beschreibung der Modelle

An dieser Stelle sollen die im vorigen Kapitel entwickelten vier Modelle M1, M2, M3 und M4 noch einmal zusammenfassend beschrieben werden:

- Allen Modellen gemeinsam ist die Beschreibung des Leuchtkraftprofiles, welche sich auf die Arbeiten von Emsellem et al. 1998 [20] stützt. Speziell werden in diesen Arbeiten die zentrale Punktquelle und die nukleare Scheibe modelliert (Gleichungen 2.78 und 2.79) und die übrigen Komponenten durch eine Hintergrundsbeitrag angenähert.
- Der funktionale Zusammenhang für die Rotationsgeschwindigkeit ist, wiederum für alle vier Modelle, den Arbeiten von Binney und Tremaine 1987 [9] entnommen und in den Gleichungen 2.57 und 2.58 formuliert worden.
- Die Geschwindigkeitsdispersion ist für die einzelnen Modelle folgendermaßen festgelegt
 - Modell M1: räumlich isotrope, keplersche Dispersion gemäß Gleichung 2.63
 - Modell M2: räumlich isotrope, nichtkeplersche Dispersion gemäß Gleichung 2.64
 - Modell M3: räumlich anisotrope Dispersion mit $\sigma_r \neq \sigma_\theta \neq \sigma_\phi$, wobei die einzelnen Komponenten (radial, tangential und azimuthal) festgelegt sind durch die Gleichungen 2.66, 2.67 und 2.68
 - Modell M4: Dispersion wie in M3, aber mit identischer tangentialer und azimuthaler Komponente, d. h. $\sigma_r \neq \sigma_\theta = \sigma_\phi$

Bezeichnung	Spektraltyp	Bezeichnung	Spektraltyp
HD 107328	K0.5 IIIb	HD 95578	M0 III
HD 85859	K2.5 III	HD 80874	M0.5 III
HD 133774	K5- III	HD 119149	M1.5 III
HD 82268	K5 III	HD 120052	M2 III
		HD 80431	M4 III
HD 78647	K4.5 Ib	HD 94613	M3+ Ib
		HD 90382	M3.5 Iab

Tabelle 2.3: Template-Sterne, deren Spektren für die Modellrechnung verwendet worden sind (entnommen aus N. M. Schreiber 1998 [64])

2.5.6 Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen

In diesem Kapitel soll nun die Durchführung der Simulationsrechnungen erläutert sowie ihre Ergebnisse vorgestellt und diskutiert werden.

Das modellierte Gesichtsfeld für NGC 3115 betrug 3.3×3.3 Bogensekunden und der Integrationsbereich entlang der Sichtlinie umfaßte 15.3 Bogensekunden, zentriert um den Mittelpunkt der Galaxie. Damit sind die innere Scheibe und der Bulge der Galaxie im wesentlichen eingeschlossen.

Die Modellrechnungen für die Galaxie NGC 3115 mit den in den Abschnitten 2.5.4.1, 2.5.4.2 und 2.5.4.3 beschriebenen Gleichungen wurden mit einer Reihe von Template-Sternen mit unterschiedlichen Spektraltypus durchgeführt. Dies geschah zum einen, um festzustellen, mit welchem Sterntyp die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung erzielt werden kann. Andererseits sollte festgestellt werden, wie groß der Einfluß der Verwendung von verschiedenen Sterntypen, welche unter Umständen nicht die korrekte Population in der Galaxie widerspiegeln, auf die Streuung der Simulationsparameter ist.

In der folgenden Tabelle sind die Template-Sterne aufgelistet, deren Spektren für die Modellrechnungen verwendet worden sind. Letztere sind einer Bibliothek entnommen, welche im Rahmen der Arbeiten von N. M. Schreiber 1998 am MPE angelegt worden ist [64]. Um eine erste Abschätzung über den stellaren Inhalt von NGC 3115 sowie seine eventuelle räumliche Verteilung zu bekommen, wurde eine Karte mit den Äquivalentbreiten W_λ der $^{12}\text{CO}(2-0)$ -Linie bei $2.29 \mu\text{m}$ angefertigt, die in Abb. 2.21 zu sehen ist. Die Formel für W_λ lautet:

$$W_\lambda = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (1 - f_\lambda) d\lambda \quad (2.80)$$

wobei f_λ das beobachtete, normalisierte Spektrum bezeichnet und für λ_{min} und λ_{max} gemäß Origlia et al. 1993 [59] die Werte $2.2924 \mu\text{m}$ bzw. $2.2977 \mu\text{m}$ einzusetzen sind. Es ist jedoch noch die Geschwindigkeits-Verbreiterung der Linien im Spektrum zu berücksichtigen. Oliva et al. 1995 [58] geben in ihren Arbeiten hierfür eine modifizierte Version der Gleichung 2.80 an, welche lautet:

$$W_\lambda^* = W_\lambda [1 + a(\sigma - 60)] \quad \sigma \geq 60 \text{ km/s} \quad (2.81)$$

mit a als empirisch bestimmter Konstante, welche im Fall der $^{12}\text{CO}(2-0)$ -Linie den Betrag 8.75×10^{-4} annimmt. In Abb. 2.21 ist zu erkennen, daß sich die Äquivalentbreiten im Bereich zwischen 10 und 14 \AA bewegen. Dies steht in Übereinstimmung mit denjenigen Resultaten, die

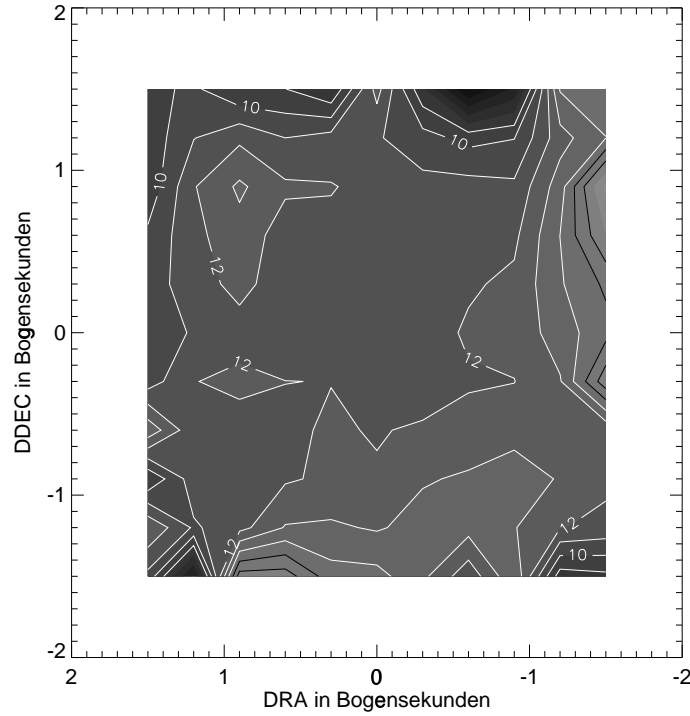


Abbildung 2.21: Karte von NGC 3115 mit den Äquivalentbreiten des CO-Bandenkopfes bei $2.89 \mu\text{m}$. Das Gesichtsfeld beträgt 3.3×3.3 Bogensekunden.

in Oliva et al. 1995 [58] in Bezug auf vier elliptische Galaxien veröffentlicht worden sind. Dort bewegen sich die an der $^{12}\text{CO}(2-0)$ -Linie bestimmten Äquivalentbreiten für die Galaxien NGC 3379, NGC 4365, NGC 4472 und NGC 7626 zwischen 12.0 und 13.5 \AA . Dies läßt darauf schließen, daß das stellare Licht in NGC 3115 hauptsächlich von Sternen des Spektraltyps von K2.5 III bis M3 III ausgesendet wird. In den Abbildungen 2.22, 2.23 und 2.24 ist die Übereinstimmung zwischen simulierten und beobachteten Ergebnissen für die in den Modellrechnungen verwendeten Template-Sterne der Leuchtkraftklasse III gezeigt. Die Spektren von NGC 3115 als auch die der Sterne wurden normalisiert, um systematische Effekte durch fehlerhafte Steigungen auszuschließen. Es wurden dabei drei verschiedene räumliche Gebiete der Galaxie mit einer Ausdehnung von 0.3×0.3 Bogensekunden herausgegriffen. In 2.22 ist dies die Region um den zentralen Punkt der Galaxie, in 2.23 und 2.24 sind es diejenigen auf der nordöstlichen Hauptachse in einer Entfernung von $0''.85$ vom Mittelpunkt bzw. auf der südöstlichen Nebenachse bei einer Distanz von $0''.42$ vom Zentrum. Bei den in den Simulationen verwendeten Spektraltypen zeigt sich, daß bei Sternen, die einer Klasse zwischen K5 III und M2 III angehören, die beobachteten Spektren von NGC 3115 viel besser reproduziert werden können als bei Benutzung von solchen mit spektraler Klasse K0.5 IIIb, K2.5 III, oder M4 III. Die intrinsische Tiefe der CO-Absorptionsbanden in den Spektren der K0.5 III- und K2.5 III-Template-Sterne ist zu gering, als daß eine befriedigende Reproduktion der Messungen besonders im oberen Teil des untersuchten Wellenlängenbereiches möglich ist. Der M4 III-Stern beginnt hingegen schon wieder zu tiefe Absorptionsbanden zu besitzen, als zur Beschreibung der beobachteten Spektren nötig ist. Späte K III- sowie frühe und mittlere M III-Sterne erscheinen somit als geeignete Wahl zur Simulation der Zustände in NGC 3115. In der Graphik 2.25 sind die entsprechenden Vergleiche

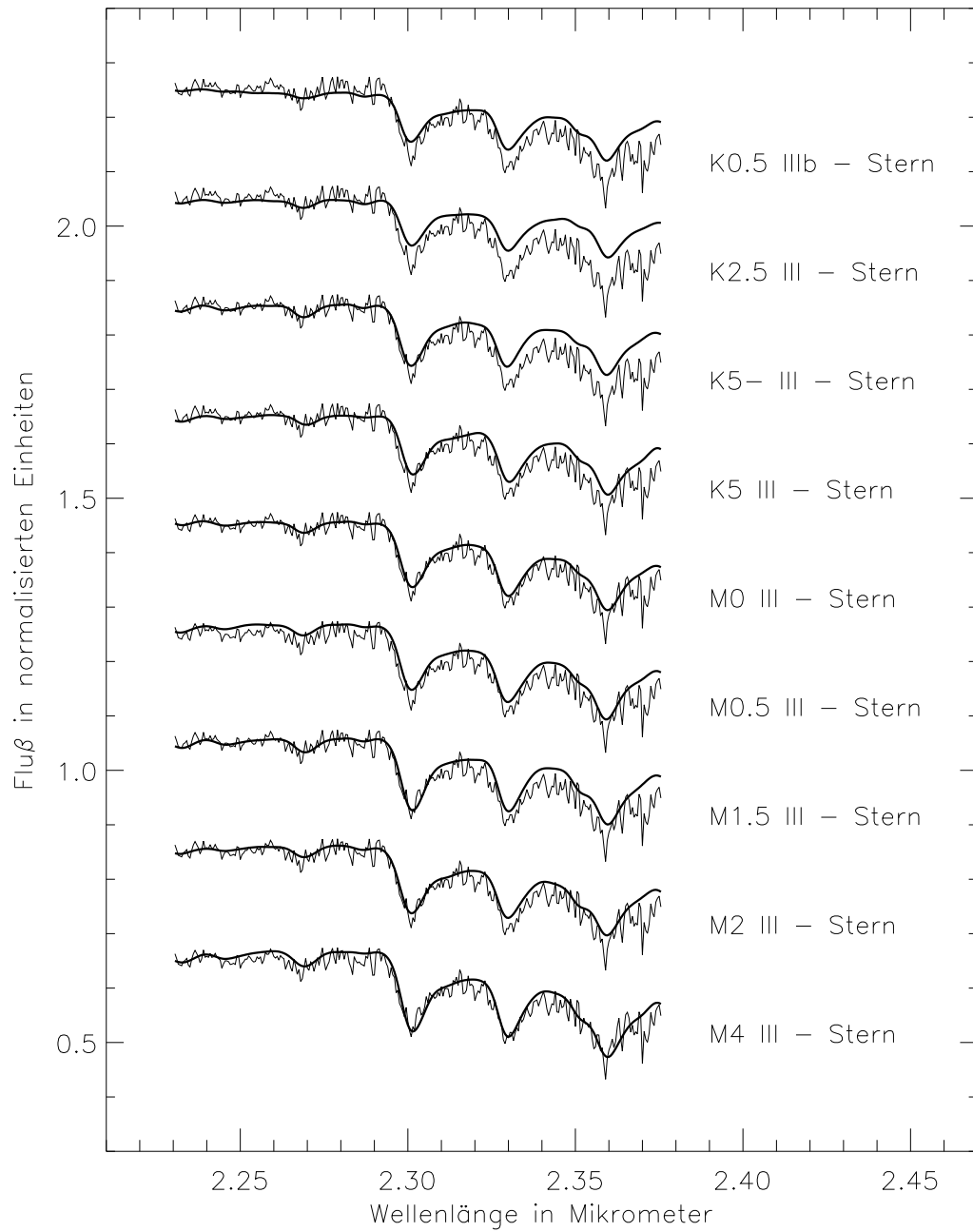


Abbildung 2.22: Vergleich von simulierten Resultaten (dicke Linien), welche mit unterschiedlichen Template-Sternen der Leuchtkraftklasse III durchgeführt worden sind, mit dem entsprechenden beobachteten Spektrum (dünne Linien) für einen $0''.3 \times 0''.3$ -Ausschnitt um das Zentrum von NGC 3115.

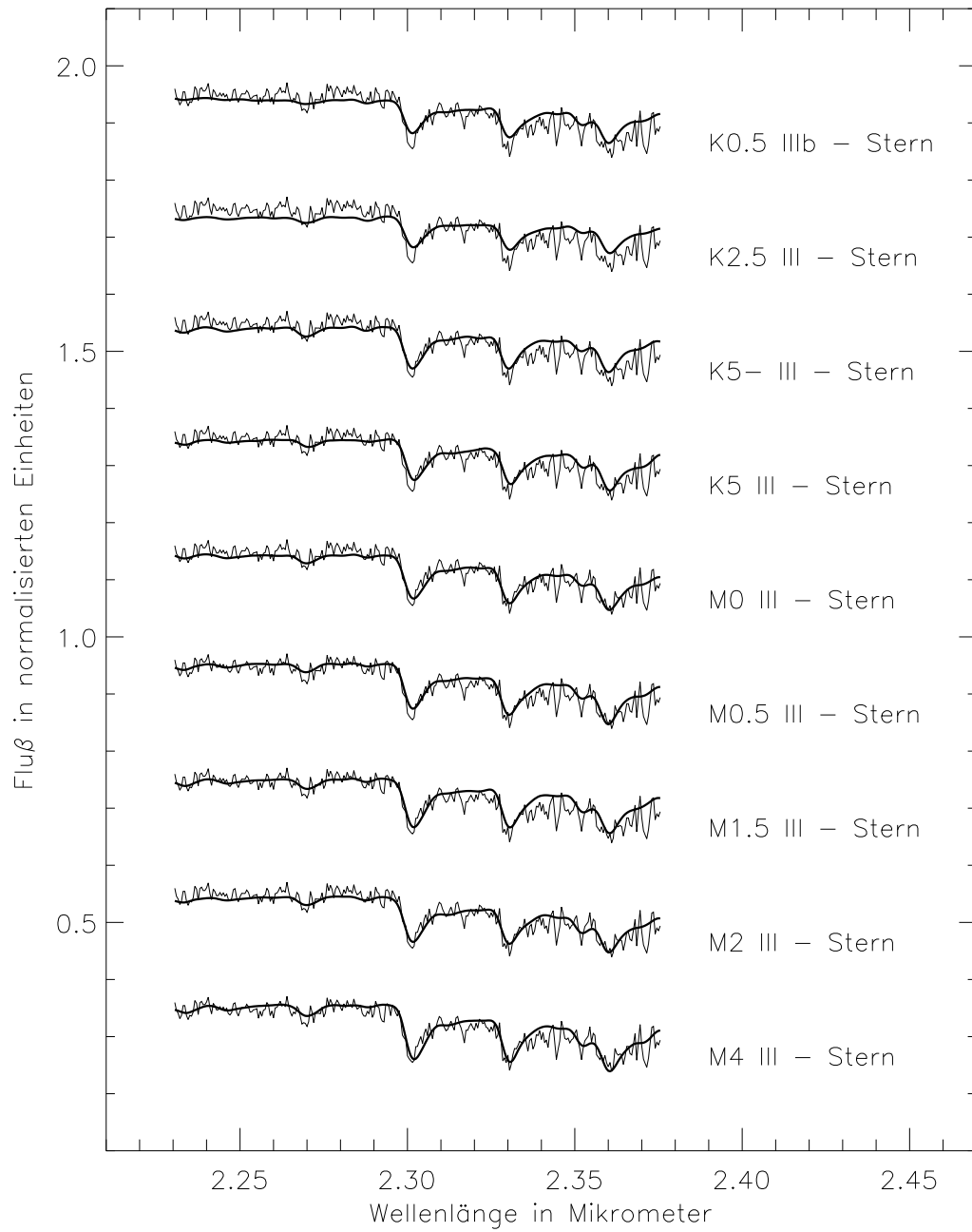


Abbildung 2.23: Wie Abbildung 2.22, aber hier für einen $0''.3 \times 0''.3$ -Ausschnitt auf der Hauptachse in einer Entfernung zum Zentrum von $0''.85$ in nordöstlicher Richtung.

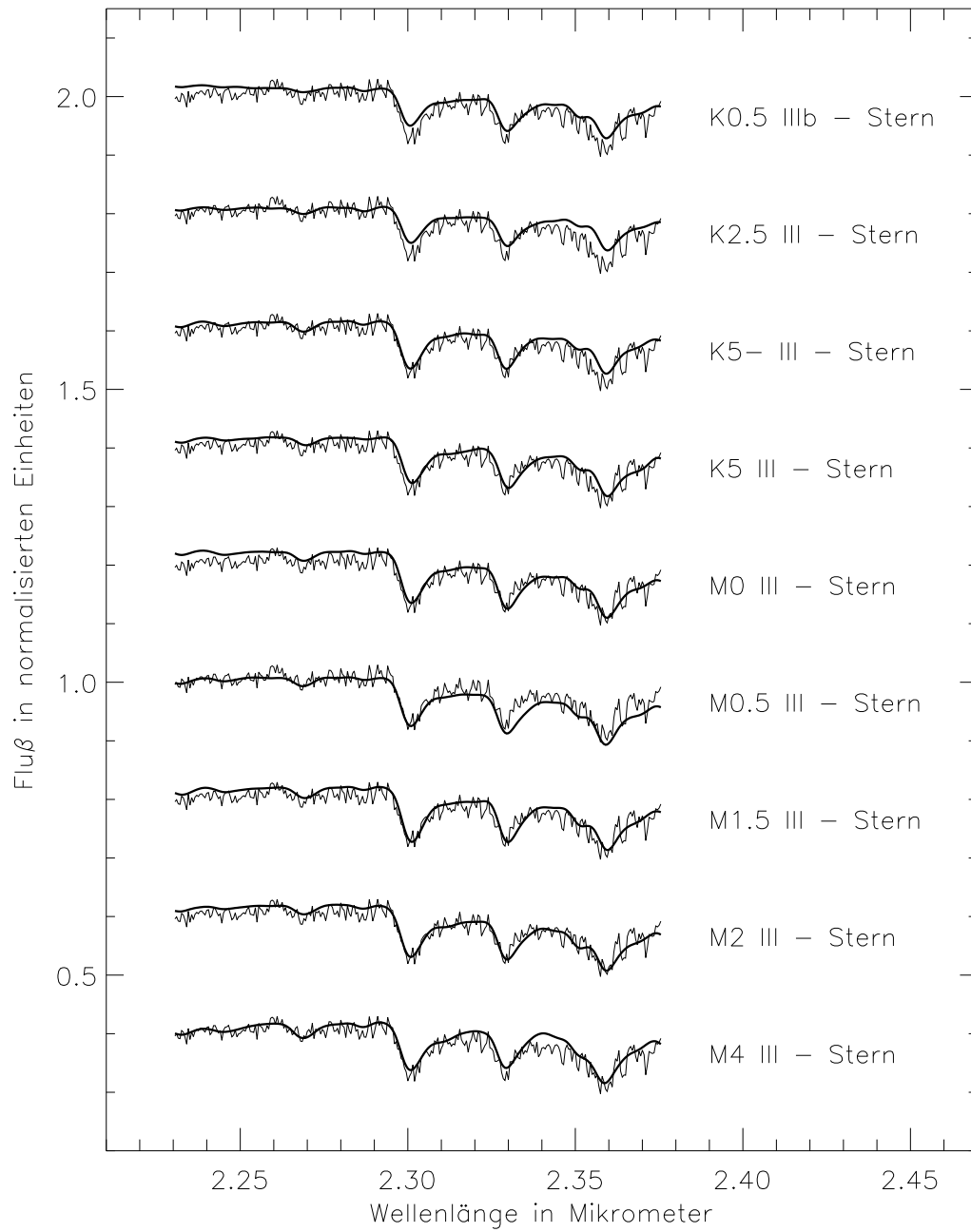


Abbildung 2.24: Wie Abbildung 2.22, aber hier für einen $0''.3 \times 0''.3$ -Ausschnitt auf der Nebenachse in einer Entfernung zum Zentrum von $0''.42$ in nordwestlicher Richtung.

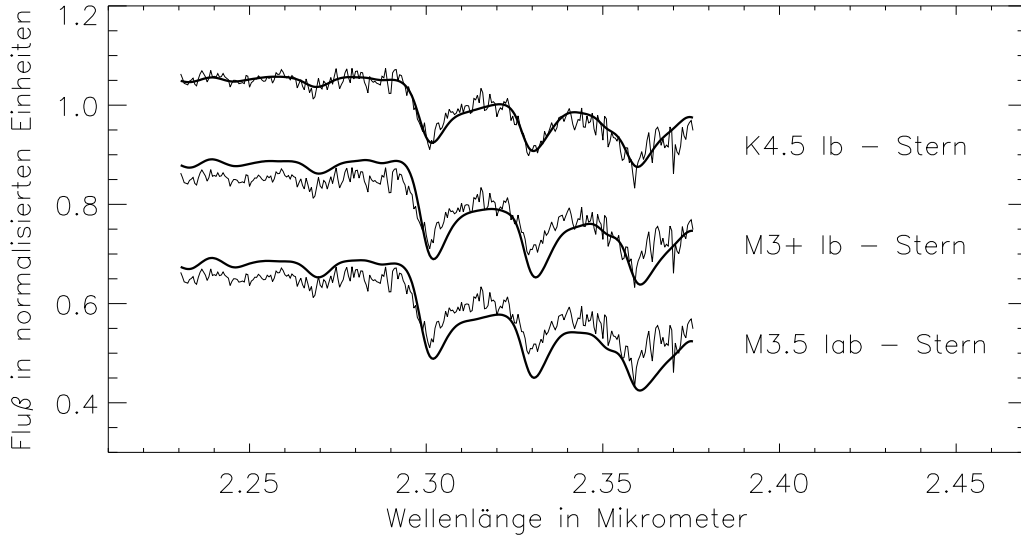


Abbildung 2.25: Vergleich von simulierten Resultaten (dicke Linien), welche mit verschiedenen Template-Sternen der Leuchtkraftklasse I durchgeführt worden sind, mit dem entsprechenden beobachteten Spektrum (dünne Linie) für einen $0''.3 \times 0''.3$ -Ausschnitt um das Zentrum von NGC 3115

für einige Modellrechnungen mit Überriesensternen der Klassen K4.5 Ib, M3+ Ib und M3.5 Iab als Template-Sternen in der Zentralregion der Galaxie dargestellt. Außer bei der Verwendung von Vertretern der Spektralklasse K4.5 Ib kann keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem beobachteten Spektrum erzielt werden, da die intrinsische Tiefe der CO-Absorptionsbanden in den Template-Spektren derart zu tief ist, daß ein befriedigendes Simulationsergebnis nicht zustandekommen konnte. Aus diesen Betrachtungen kann geschlossen werden, daß das stellare Licht dieser Galaxie somit hauptsächlich von späten K- und frühen M-Sternen der Leuchtkraftklasse III ausgesendet wird. Dieses Ergebnis erscheint nicht widersprüchlich, wenn man annimmt, daß diese Sterne hauptsächlich während der Vereinigung der Galaxien, aus welcher NGC 3115 hervorgegangen ist, entstanden sind. K III- und M III-Sterne besitzen ein Alter von ca. 2 bis 10 Milliarden Jahren. Dies entspricht ungefähr der Relaxationszeit nach der Verschmelzung zweier Galaxien, welche ca. eine Milliarde Jahre dauert und in der fast keine neue Sternentstehung initiiert wird, da dies größtenteils während des Verschmelzungsprozesses selbst geschieht.

Die Übereinstimmung zwischen experimentell ermittelten und theoretisch berechneten K-Band-Helligkeitsprofilen ist in Abbildung 2.26 zu sehen. Die Punkte mit den Fehlerbalken repräsentieren die aus den 3D-Daten gewonnenen Werte, wohingegen die durchgezogenen Linien Resultate aus den Simulationsrechnungen veranschaulichen. Es wurden hierbei zur visuellen Demonstration drei verschiedene Template-Sterne ausgewählt. Es sind dies ein K5 III-, ein M0.5 III- sowie ein M2 III-Stern. Das Helligkeitsprofil entlang der photometrischen Hauptachse von NGC 3115 ist in der linken Spalte, das der Nebenachse in der rechten Spalte gezeigt. Die Simulationsrechnungen von Modell M1 sind in der oberen, die von M2 in der zweiten, die von M3 in der dritten und die von M4 in der unteren Reihe gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist innerhalb der Fehlerbalken gegeben, wobei sie entlang der Nebenachse bei Abständen vom Zentrum von $|r| \leq 1.2$ etwas besser ist. In den Tabellen 2.4, 2.5, 2.6 und 2.7 sind die Werte der Simulationsparameter für die vier Modelle M1, M2, M3 und M4 mit

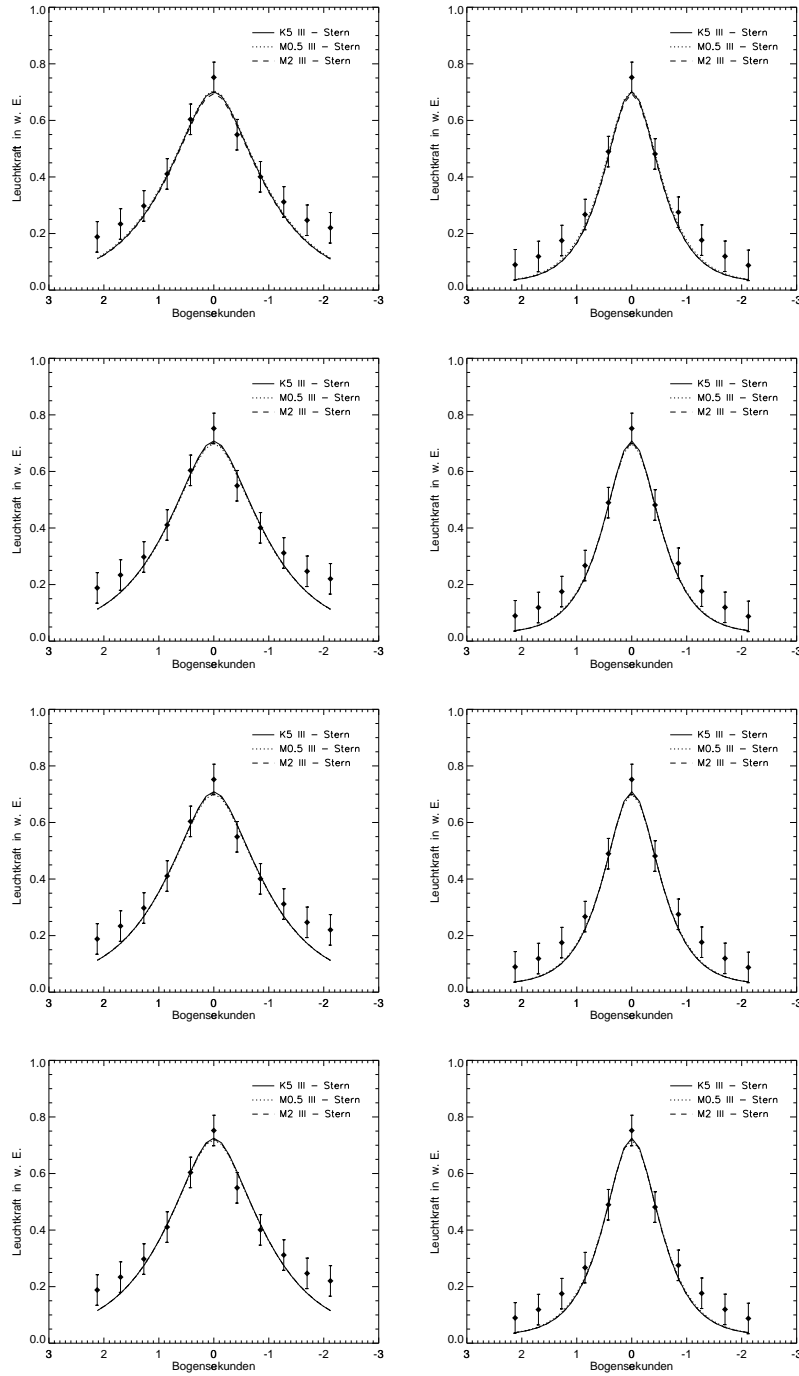


Abbildung 2.26: Experimentelle (Punkte mit Fehlerbalken) und theoretisch berechnete K-Band-Helligkeitsprofile (Linien) von NGC 3115 entlang der photometrischen Hauptachse (linke Spalte) sowie der Nebenachse (rechte Spalte) für die Modelle M1 (obere Reihe), M2 (zweite Reihe), M3 (dritte Reihe) und M4 (untere Reihe). Es sind hierbei Simulationen mit einem K5 III-, einem M0.5 III- sowie einem M2 III-Template-Stern-Spektrum gezeigt.

Template	v_z in km/s	V_0 in km/s	r_0 in Bgs	σ_0 in km/s
K5 III	669.7±60.0	284.2±30.0	1.19±0.30	284.2±30.0
M0 III	646.7±60.0	289.3±30.0	1.23±0.30	289.3±30.0
M0.5 III	661.7±60.0	284.4±30.0	1.09±0.30	271.6±30.0
M1.5 III	661.9±60.0	270.0±30.0	1.15±0.30	290.0±30.0
M2 III	669.7±60.0	274.2±30.0	1.19±0.30	284.2±30.0
K4.5 Ib	669.5±60.0	283.7±30.0	1.19±0.30	283.7±30.0
Template	a in Bgs	b in Bgs	b_0 in w.E.	bg in w.E.
K5 III	0.67±0.02	0.37±0.10	9.92±0.10	0.03±0.01
M0 III	0.67±0.02	0.38±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
M0.5 III	0.68±0.02	0.39±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
M1.5 III	0.67±0.02	0.38±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
M2 III	0.67±0.02	0.37±0.10	9.92±0.10	0.03±0.01
K4.5 Ib	0.68±0.02	0.37±0.10	9.92±0.01	0.03±0.01

Tabelle 2.4: Werte der Simulationsparameter des Modells M1 mit denjenigen Template-Sternen, mit welchen die beobachteten Spektren am besten reproduziert werden konnten.

Die Bedeutung der Parameter sind im einzelnen:

v_z Fluchtgeschwindigkeit;

V_0 und r_0 Amplitude und charakteristische Länge der Rotationsfunktion;

σ_0 Geschwindigkeitsdispersion in einer Bogensekunde Entfernung vom Mittelpunkt der Galaxie;

a und b die Verhältnisse von Dicke und Radius der inneren Scheibe;

b_0 die Intensitäten der Scheibe im Zentrum;

bg der Hintergrundsbeitrag des Leuchtkraftprofiles

denjenigen Template-Sternen, die die optimalste Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung ergaben, zusammen mit den dazugehörigen Standardabweichungen aufgelistet. Ihre genaue physikalische Bedeutung ist in den Abschnitten 2.5.4.1, 2.5.4.2 und 2.5.4.3 bereits eingehend beschrieben worden. Die in diesen Tabellen aufgeführten Fehlergrenzen wurden dadurch bestimmt, indem die Parameter in den Funktionen soweit variiert worden sind, daß noch eine Übereinstimmung mit den Meßdaten vorgelegen hat (siehe dazu auch Kapitel 2.5.2).

Es zeigt sich, daß bei Verwendung von Template-Sternen, die der Klasse zwischen K5 III und M2 III oder der von K4.5 Ib angehören, innerhalb eines Modells die entsprechenden Parameter nicht wesentlich voneinander abweichen. Dies ist auch zu erwarten, da die Spektren dieser Sterne, wie oben bereits erwähnt, die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergaben.

Betrachtet man die Parameter zur Beschreibung der räumlich isotropen Dispersion von Modell M1 und M2, so fällt auf, daß die Resultate für α im M2 sich nicht sehr stark von dem von vorneherein festgelegten Wert von 0.5 im M1, welches ja keplersche Dispersion annimmt, unterscheiden. Diese verringern sich lediglich etwas und betragen zwischen 0.44 und 0.45. Da die restlichen Parameter von M1 und M2 sich desweiteren nicht sehr stark unterscheiden, kann schon im voraus festgestellt werden, daß sich die zentrale Masse in NGC 3115 wohl um einen kleinen Betrag erniedrigen wird.

Welches der vier Modelle M1, M2, M3 und M4 die beste Übereinstimmung zwischen Theorie

Template	v_z in km/s	V_0 in km/s	r_0 in Bgs	σ_0 in km/s	α
K5 III	668.0±60.0	270.0±30.0	1.16±0.40	280.0±50.0	0.44±0.10
M0 III	645.1±60.0	273.8±30.0	1.19±0.40	303.8±50.0	0.44±0.10
M0.5 III	667.7±60.0	269.1±30.0	1.15±0.40	279.1±50.0	0.44±0.10
M1.5 III	645.5±60.0	274.8±30.0	1.20±0.30	304.8±50.0	0.45±0.10
M2 III	667.9±60.0	269.8±30.0	1.16±0.30	279.8±50.0	0.44±0.10
K4.5 Ib	655.3±60.0	237.1±30.0	1.14±0.30	301.6±30.0	0.44±0.10
Template	a in Bgs	b in Bgs	b_0 in w.E.	bg in w.E.	
K5 III	0.68±0.02	0.38±0.10	9.92±0.10	0.03±0.01	
M0 III	0.68±0.02	0.38±0.10	9.99±0.10	0.03±0.01	
M0.5 III	0.68±0.02	0.39±0.10	9.91±0.10	0.03±0.01	
M1.5 III	0.67±0.02	0.37±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01	
M2 III	0.68±0.02	0.38±0.10	9.92±0.10	0.03±0.01	
K4.5 Ib	0.67±0.02	0.39±0.10	9.95±0.01	0.03±0.01	

Tabelle 2.5: Werte der Simulationsparameter des Modells M2 mit denjenigen Template-Sternen, mit welchen die beobachteten Spektren am besten reproduziert werden konnten.

Die Bedeutung der Parameter sind im einzelnen:

v_z Fluchtgeschwindigkeit;

V_0 und r_0 Amplitude und charakteristische Länge der Rotationsfunktion;

σ_0 Geschwindigkeitsdispersion in einer Bogensekunde Entfernung vom Mittelpunkt der Galaxie;

α Exponent zur Kontrolle des Anstiegs der Geschwindigkeitsdispersion zum Zentrum hin;

a und b die Verhältnisse von Dicke und Radius der inneren Scheibe;

b_0 die Intensitäten der Scheibe im Zentrum;

bg der Hintergrundsbeitrag des Leuchtkraftprofiles

und Experiment liefert, wird beim Betrachten der projizierten Rotationsgeschwindigkeiten sowie der Geschwindigkeitsdispersionen in den Abbildungen 2.27 sowie 2.28 deutlich. Die Punkte mit den Fehlerbalken repräsentieren die mit der FCQ-Methode unter Verwendung eines M2 III-Template-Sternes ermittelten Resultate. Die Linien verdeutlichen Simulationsergebnisse, wobei hier diejenigen mit einem K5 III-Stern (durchgezogene Linie), einem M0.5 III-Stern (punktierte Linie) sowie einem M2 III-Stern (gestrichelte Linie) für die Darstellung ausgewählt worden sind. Analog wie für Figur 2.26 sind die Werte für die photometrische Hauptachse in der linken Spalte und diejenigen für die Nebenachse in der rechten Spalte untergebracht. In der ersten Reihe sind wieder die Simulationen für das Modell M1, in der zweiten und dritten die für M2 und M3 sowie in der unteren die entsprechenden für M4 dargestellt. Bei den Rotationsgeschwindigkeiten zeigt sich für alle drei Modelle eine gute Übereinstimmung zwischen beobachteten und simulierten Daten, besonders entlang der photometrischen Hauptachse. Bei den Geschwindigkeitsdispersionen hingegen ist offensichtlich, daß die beiden räumlich isotropen Ansätze der Modelle M1 und M2 die gemessene Dispersion zwar entlang der Hauptachse reproduzieren können, jedoch nicht entlang der Nebenachse. Dort fallen die simulierten Werte für σ für Abstände $|r| \leq 0.9$ unter die beobachteten. Erst der räumlich anisotrope Ansatz der Modelle M3 und M4 liefert eine gute Übereinstimmung sowohl bei der Haupt- als auch bei der Nebenachse (dritte und vierte Reihe von Abb. 2.28). Die soeben angestellten Betrachtungen werden noch einmal verdeutlicht, wenn man die Rotationsgeschwindigkeit und die Dispersion in einem zwei-

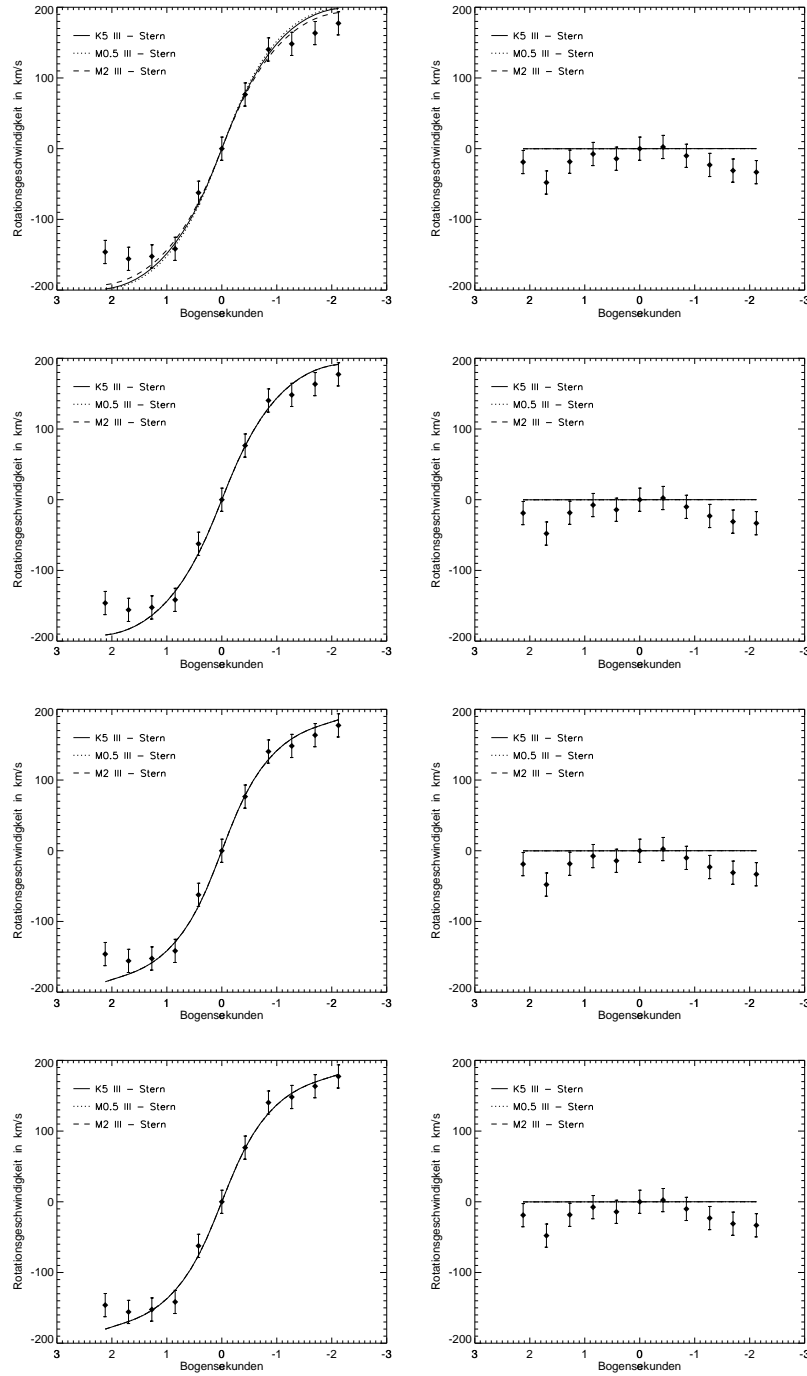


Abbildung 2.27: Experimentelle (Punkte mit Fehlerbalken) und theoretisch berechnete Rotationsgeschwindigkeiten (Linien) von NGC 3115 entlang der photometrischen Hauptachse (linke Spalte) sowie der Nebenachse (rechte Spalte) für die Modelle M1 (erste Reihe), M2 (zweite Reihe), M3 (dritte Reihe) und M4 (vierte Reihe). Es sind hierbei Simulationen mit einem K5 III-, einem M0.5 III- sowie einem M2 III-Template-Stern-Spektrum gezeigt. Alle vier Modelle beschreiben die gemessene Rotation innerhalb der Fehlergrenzen.

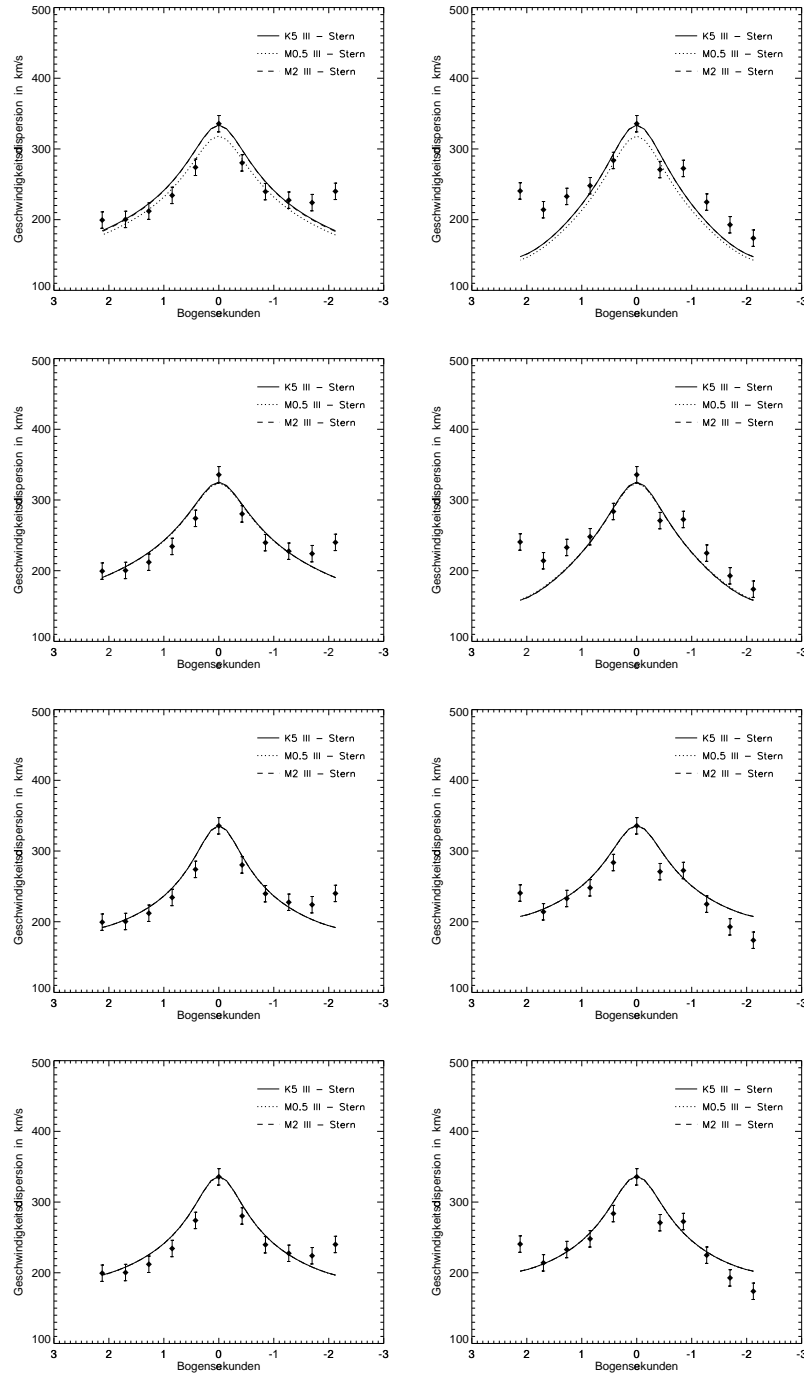


Abbildung 2.28: Experimentelle (Punkte mit Fehlerbalken) und theoretisch berechnete Geschwindigkeitsdispersionen (Linien) von NGC 3115 entlang der photometrischen Hauptachse (linke Spalte) sowie der Nebenachse (rechte Spalte) für die Modelle M1 (erste Reihe), M2 (zweite Reihe), M3 (dritte Reihe) und M4 (vierte Reihe). Es sind hierbei Simulationen mit einem K5 III-, einem M0.5 III- sowie einem M2 III-Template-Stern-Spektrum gezeigt. Die beiden anisotropen Dispersionen in M3 und M4 reproduzieren die gemessenen Daten sowohl entlang der Haupt- als auch der Nebenachse. Letzteres kann die isotrope Dispersion in M1 und M2 nicht vollbringen.

Template	v_z in km/s	V_0 in km/s	r_0 in Bgs	σ_{0r} in km/s	$\sigma_{0\phi}$ in km/s	$\sigma_{0\theta}$ in km/s
K5 III	660.3±60.0	244.6±30.0	1.04±0.30	338.3±30.0	228.3±40.0	198.3±60.0
M0 III	643.2±60.0	256.8±30.0	1.03±0.30	336.8±30.0	226.8±40.0	196.8±60.0
M0.5 III	660.1±60.0	244.4±30.0	1.04±0.30	338.0±30.0	228.0±40.0	198.0±60.0
M1.5 III	660.4±60.0	261.8±30.0	1.05±0.30	329.8±30.0	229.8±40.0	199.8±60.0
M2 III	660.2±60.0	244.5±30.0	1.04±0.30	338.2±30.0	228.2±40.0	198.2±60.0
K4.5 Ib	656.9±60.0	245.2±30.0	1.04±0.30	338.8±30.0	228.8±40.0	198.8±60.0
Template	α	a in Bgs	b in Bgs	b_0 in w.E.	bg in w.E.	
K5 III	0.26±0.10	0.68±0.02	0.37±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01	
M0 III	0.27±0.10	0.68±0.02	0.39±0.10	9.77±0.10	0.03±0.01	
M0.5 III	0.26±0.01	0.68±0.02	0.38±0.10	9.99±0.10	0.03±0.01	
M1.5 III	0.26±0.01	0.67±0.02	0.37±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01	
M2 III	0.26±0.01	0.68±0.02	0.37±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01	
K4.5 Ib	0.26±0.01	0.68±0.02	0.37±0.10	10.0±0.01	0.03±0.01	

Tabelle 2.6: Werte der Simulationsparameter des Modells M3 mit denjenigen Template-Sternen, mit welchen die beobachteten Spektren am besten reproduziert werden konnten.

Die Bedeutung der Parameter sind im einzelnen:

v_z Fluchtgeschwindigkeit;

V_0 und r_0 Amplitude und charakteristische Länge der Rotationsfunktion;

σ_{0r} , $\sigma_{0\phi}$ und $\sigma_{0\theta}$ radiale, azimuthale und tangential Geschwindigkeitsdispersion in einer Bogensekunde Entfernung vom Mittelpunkt der Galaxie;

α Exponent zur Kontrolle des Anstiegs der Geschwindigkeitsdispersion zum Zentrum hin;

a und b die Verhältnisse von Dicke und Radius der inneren Scheibe;

b_0 die Intensitäten der Scheibe im Zentrum;

bg der Hintergrundsbeitrag des Leuchtkraftprofils

dimensionalen Blickfeld betrachtet. Dies kann in den Abbildungen 2.29, 2.30, 2.31 und 2.32 geschehen, wo eine 3.3×3.3 Bogensekunden Apertur gezeigt wird. In den jeweiligen Bildern der ersten Reihe sind die aus den 3D-Daten mit der FCQ-Methode gewonnenen Daten für die Rotation und die Dispersion gezeigt. Die mittleren Darstellungen zeigen die Simulationen der Modelle M1, M2, M3 und M4. In der untersten Reihe sind schließlich die entsprechenden Differenzen zwischen beobachteten Daten und Modellrechnungen verdeutlicht. Bei den dort präsentierten FCQ- und Simulationsrechnungen ist ein M2 III-Template-Stern verwendet worden. Analysiert man die Rotationsfelder, so weisen, wie bereits erwähnt, alle vier Modelle eine gute Übereinstimmung mit den FCQ-Daten auf. Die Differenzbilder zeigen lediglich an den extremen Rändern in nördlicher, südlicher, westlicher und östlicher Richtung, also abseits von der Haupt- und Nebenachse, etwas systematische Abweichung von maximal ± 60 km/s auf. Dies kommt durch die Unregelmäßigkeiten in der Schmetterlingsstruktur des mit der FCQ-Methode bestimmten Rotationsfeldes zustande. Bei den Dispersionsfeldern treten die durch die vier Modelle verursachten Unterschiede wesentlich deutlicher zutage. Bei den isotropen Simulationsrechnungen M1 und M2 zeigt sich, daß diese die in den FCQ-Daten erkennbare Elliptizität des Dispersionsfeldes nicht korrekt wiedergeben. Zwischen Theorie und Experiment sind die Hauptachsen um ca. neunzig Grad verdreht. Das schlägt sich auch in den entsprechenden Differenzenfeldern nieder, wo die systematischen Abweichungen um das Zentrum herum mit zunehmenden Abstand von diesem

Template	v_z in km/s	V_0 in km/s	r_0 in Bgs	σ_{0r} in km/s	$\sigma_{0\theta\phi}$ in km/s
K5 III	644.2±60.0	238.2±30.0	1.04±0.30	338.2±30.0	208.2±40.0
M0 III	660.7±60.0	215.5±30.0	1.05±0.30	339.5±30.0	209.5±40.0
M0.5 III	643.8±60.0	237.8±30.0	1.04±0.30	337.8±30.0	207.8±40.0
M1.5 III	661.0±60.0	215.8±30.0	1.05±0.30	339.8±30.0	209.8±40.0
M2 III	644.1±60.0	238.1±30.0	1.04±0.30	338.1±30.0	208.1±40.0
K4.5 Ib	662.6±60.0	222.6±30.0	1.01±0.30	332.6±30.0	212.6±40.0
Template	α	a in Bgs	b in Bgs	b_0 in w.E.	bg in w.E.
K5 III	0.26±0.10	0.68±0.02	0.37±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
M0 III	0.26±0.10	0.68±0.02	0.38±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
M0.5 III	0.26±0.01	0.68±0.02	0.38±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
M1.5 III	0.26±0.01	0.67±0.02	0.37±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
M2 III	0.26±0.01	0.68±0.02	0.37±0.10	10.0±0.10	0.03±0.01
K4.5 Ib	0.25±0.01	0.67±0.02	0.36±0.10	10.0±0.01	0.03±0.01

Tabelle 2.7: Werte der Simulationsparameter des Modells M4 mit denjenigen Template-Sternen, mit welchen die beobachteten Spektren am besten reproduziert werden konnten.

Die Bedeutung der Parameter sind im einzelnen:

v_z Fluchtgeschwindigkeit;

V_0 und r_0 Amplitude und charakteristische Länge der Rotationsfunktion;

σ_{0r} , $\sigma_{0\theta\phi}$ radiale und azimuthal-tangentiale Geschwindigkeitsdispersion in einer Bogensekunde Entfernung vom Mittelpunkt der Galaxie;

α Exponent zur Kontrolle des Anstiegs der Geschwindigkeitsdispersion zum Zentrum hin;

a und b die Verhältnisse von Dicke und Radius der inneren Scheibe;

b_0 die Intensitäten der Scheibe im Zentrum;

bg der Hintergrundsbeitrag des Leuchtkraftprofiles

immer größer werden und schließlich auf ca. +50 km/s anwachsen. Erst bei den anisotropen Modellen M3 und M4 gleichen sich die berechneten Iso-Dispersionslinien den experimentellen Daten besser an, und das dazugehörige Differenzfeld zeigt nur noch eine statistisch verteilte Struktur. Das Modell M4 zeigt sich dabei, was die Güte der Übereinstimmung betrifft, dem Modell M3 leicht überlegen, was an den Dispersionsresiduen in den Abbildungen 2.31 und 2.32 zu sehen ist. Betrachtet man in den Modellen M3 und M4 die Werte der Simulationsparameter für die radiale und die tangentielle Dispersion, σ_r und σ_θ , so wird offenbar, daß für alle verwendeten Template-Sterne gilt $\sigma_r \geq \sigma_\theta$, da der Parameter σ_{0r} immer größer als $\sigma_{0\theta}$ ist, so daß formuliert werden kann:

$$\frac{\sigma_r}{\sigma_\theta} = \frac{\sigma_{0r}}{\sigma_{0\theta}} \geq 1 \quad (2.82)$$

Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen in der Publikation von R. van der Marel et al. 1994 [51], in der nachgewiesen wurde, daß dies eine allgemeine Eigenschaft von elliptischen Galaxien darstellt.

Eine interessante Frage ist, ob und inwieweit die simulierte projizierte Geschwindigkeits-Verbreiterungs-Funktion (LOSVD) an ihren Flügeln nichtgaussche Abweichungen, die durch Gauss-Hermite-Polynome beschrieben werden können, aufweist. Diese ist ja eine Summation entlang der Sichtlinie aus lokalen, einfachen Gauss-Kurven mit unterschiedlichen Rotverschie-

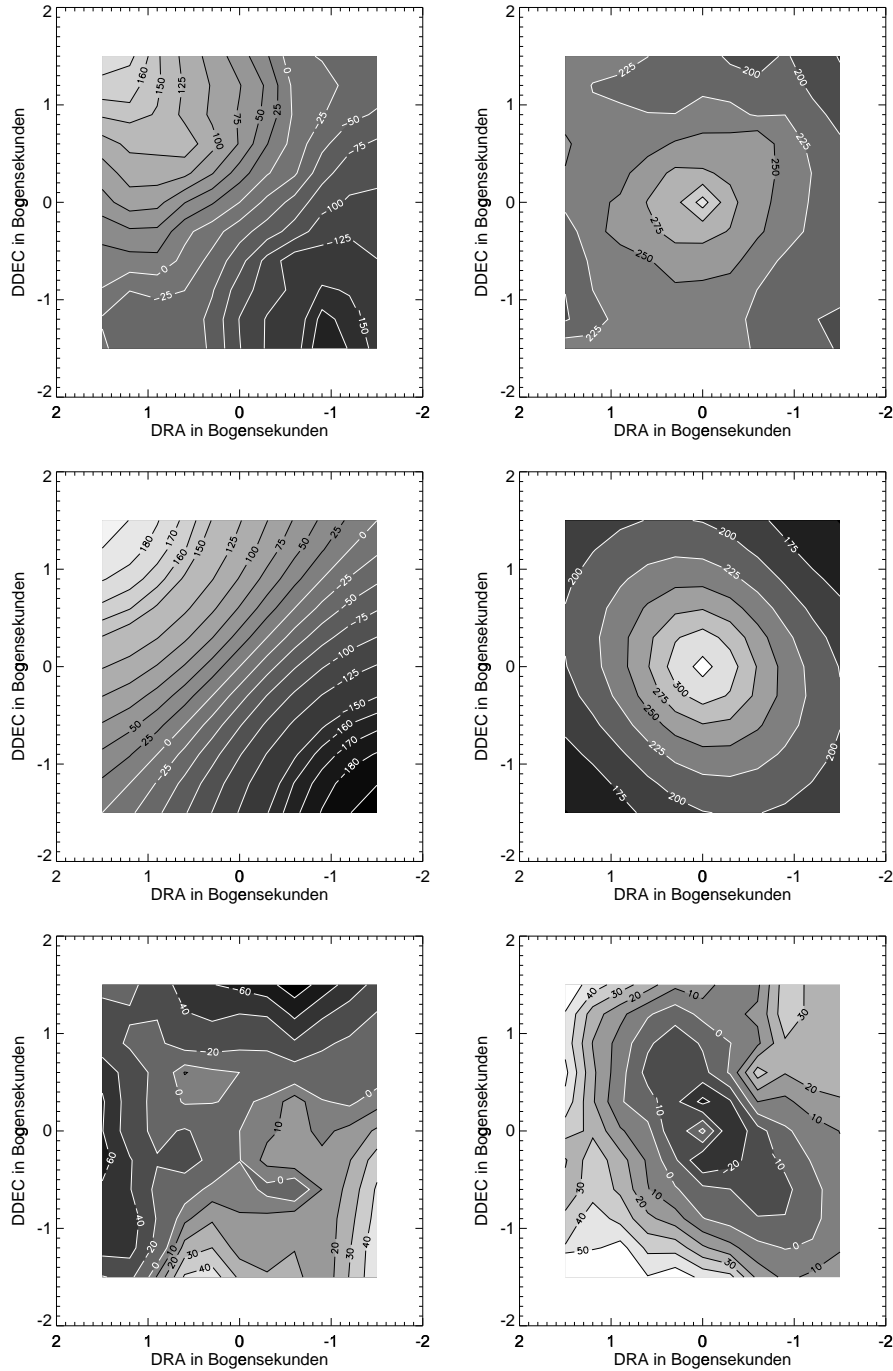


Abbildung 2.29: Obere Reihe: Mit FCQ-Methode aus 3D-Daten extrahierte Rotationsgeschwindigkeit (links) sowie Geschwindigkeitsdispersion (rechts) in einer 3.3×3.3 Bogensekunden großen Apertur, zentriert auf das Zentrum von NGC 3115; Mittlere Reihe: M1-Modellrechnung (isotrope keplersche Dispersion) für die Rotation (links) und die Dispersion (rechts); Untere Reihe: Differenzen zwischen FCQ-Daten und Modellrechnung; M2 III-Template für FCQ- und Simulationsrechnungen. Während die Rotation gut reproduziert wird, ist die Hauptachse des Dispersionfeldes in der Modellrechnung um 90 Grad verdreht.

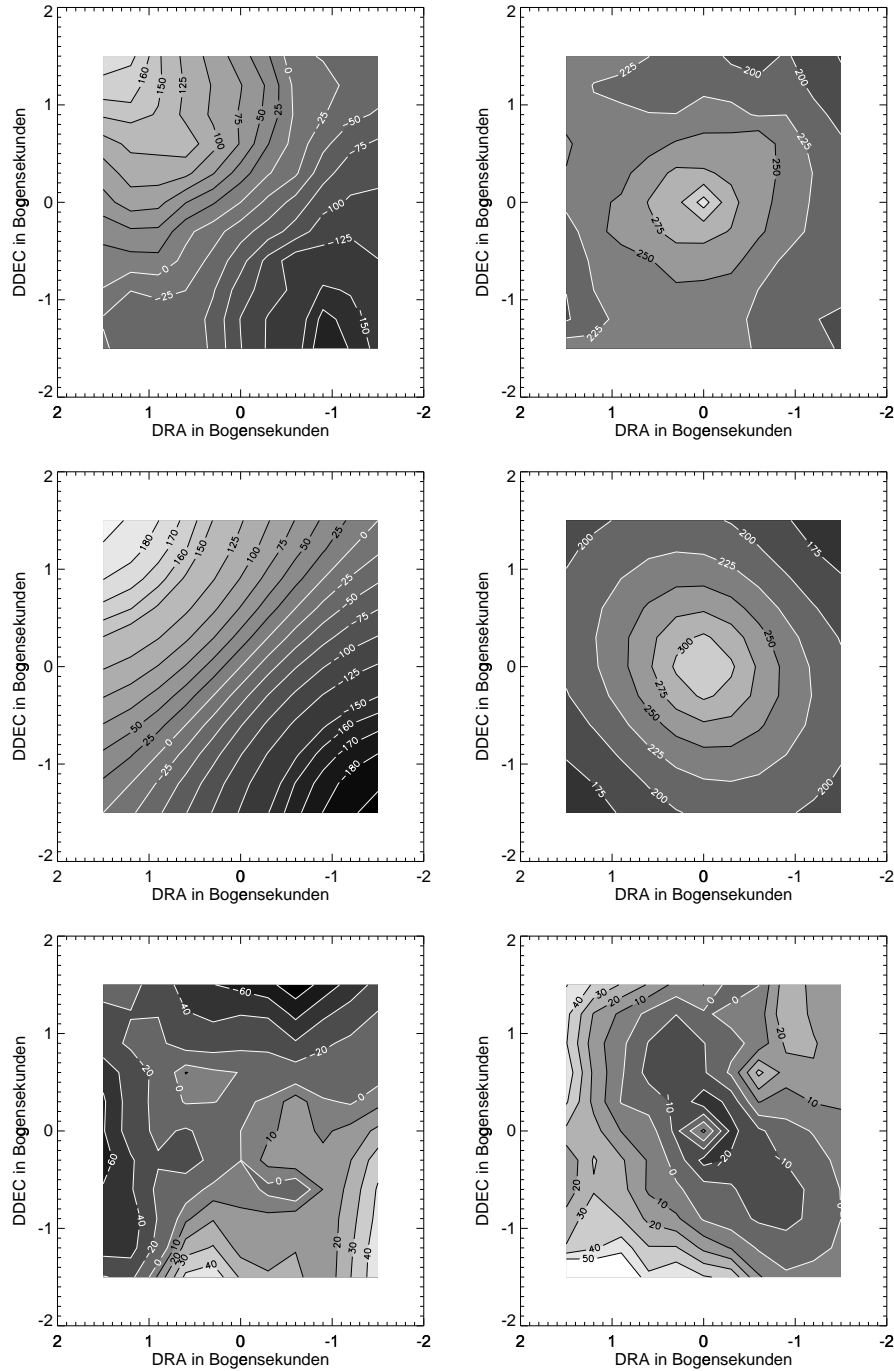


Abbildung 2.30: Obere Reihe: Mit FCQ-Methode aus 3D-Daten extrahierte Rotationsgeschwindigkeit (links) sowie Geschwindigkeitsdispersion (rechts) in einer 3.3×3.3 Bogensekunden großen Apertur, zentriert auf das Zentrum von NGC 3115; Mittlere Reihe: M2-Modellrechnung (isotrope nichtkeplersche Dispersion) für die Rotation (links) und die Dispersion (rechts); Untere Reihe: Differenzen zwischen FCQ-Daten und Modellrechnung; M2 III-Template für FCQ- und Simulationsrechnungen. Analog wie bei Abb. 2.29 zeigt auch hier die Modellrechnung ein um 90 Grad verdrehtes Dispersionsfeld.

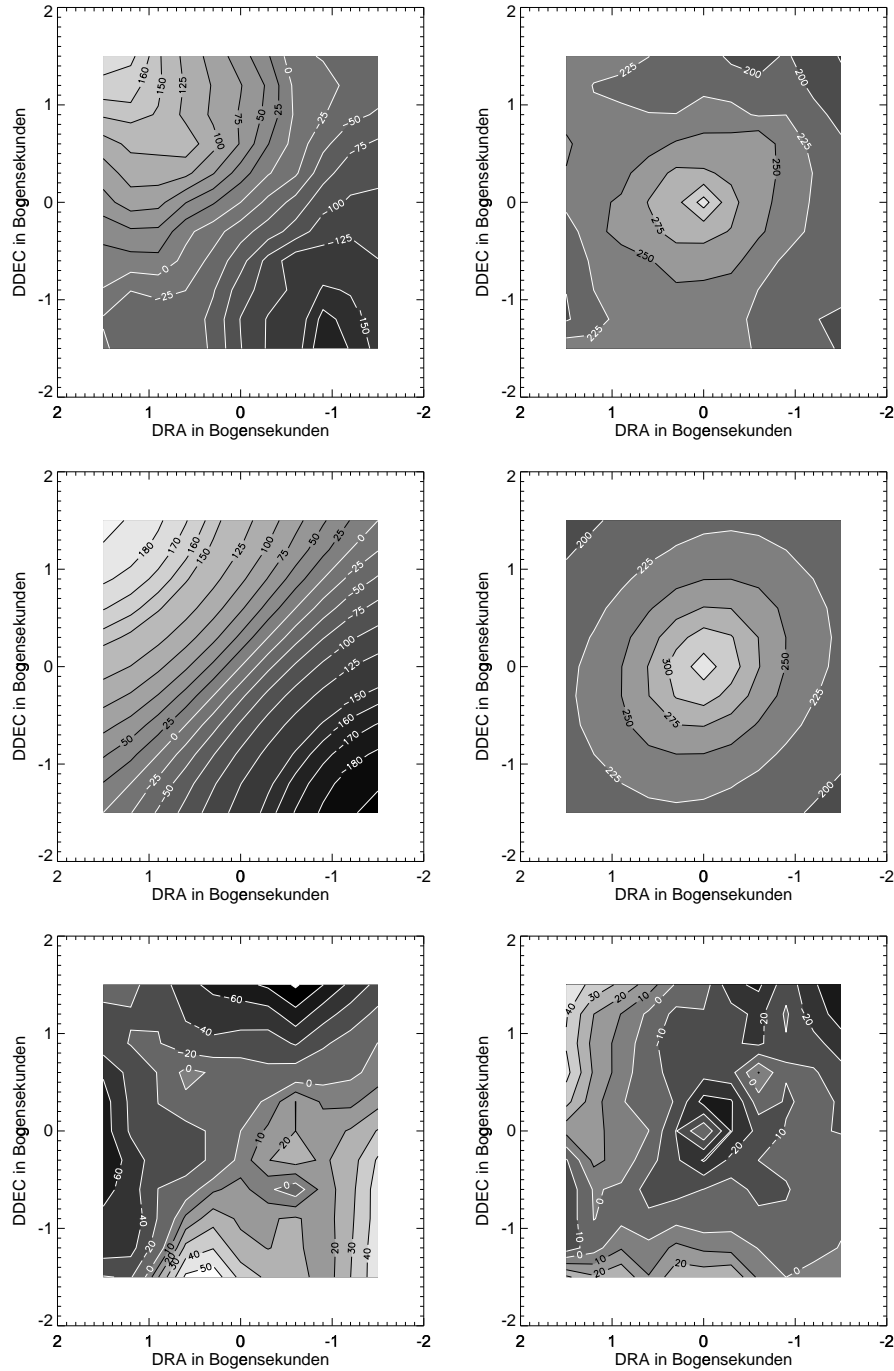


Abbildung 2.31: Obere Reihe: Mit FCQ-Methode aus 3D-Daten extrahierte Rotationsgeschwindigkeit (links) sowie Geschwindigkeitsdispersion (rechts) in einer 3.3×3.3 Bogensekunden großen Apertur, zentriert auf das Zentrum von NGC 3115; Mittlere Reihe: M3-Modellrechnung (anisotrope Dispersion mit $\sigma_r \neq \sigma_\theta \neq \sigma_\phi$) für die Rotation (links) und die Dispersion (rechts); Untere Reihe: Differenzen zwischen FCQ-Daten und Modellrechnung; M2 III-Template für FCQ- und Simulationsrechnungen. Im Gegensatz zu den beiden isotropen Dispersionsmodellen in Abb 2.29 und 2.30 ist das Dispersionsfeld jetzt richtig orientiert.

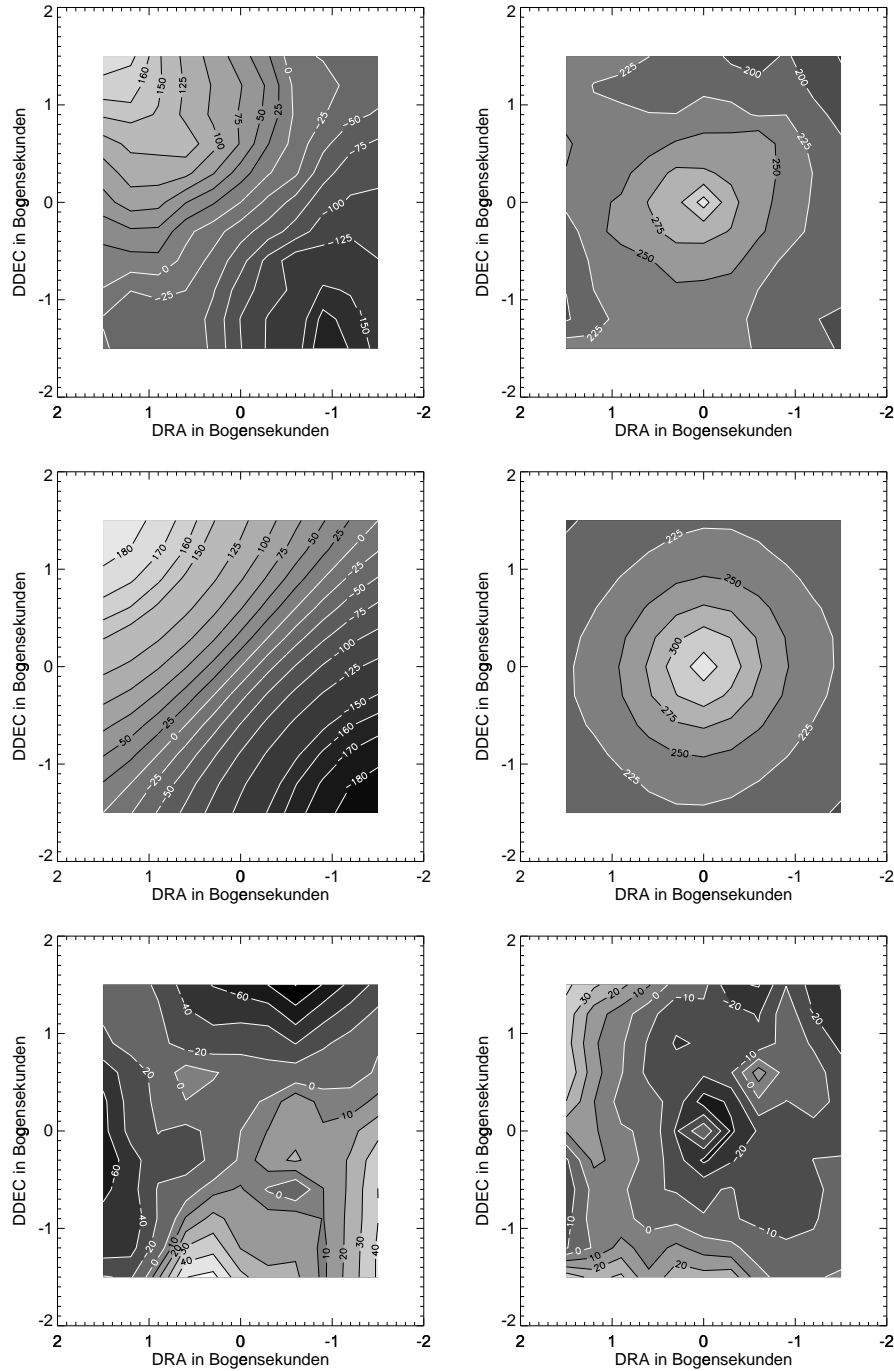


Abbildung 2.32: Obere Reihe: Mit FCQ-Methode aus 3D-Daten extrahierte Rotationsgeschwindigkeit (links) sowie Geschwindigkeitsdispersion (rechts) in einer 3.3×3.3 Bogensekunden großen Apertur, zentriert auf das Zentrum von NGC 3115; Mittlere Reihe: M4-Modellrechnung (anisotrope Dispersion mit $\sigma_r \neq \sigma_\theta = \sigma_\phi$) für die Rotation (links) und die Dispersion (rechts); Untere Reihe: Differenzen zwischen FCQ-Daten und Modellrechnung; M2 III-Template für FCQ- und Simulationsrechnungen. Das Dispersionsfeld ist auch wie in Abb. 2.31 richtig orientiert und die residualen Abweichungen sind bei diesen Modell am geringsten.

bungen, Verbreiterungen und Gewichtungen unter Einschluß von Seeing-Effekten, wie sie durch die Gleichungen 2.45 bzw. 2.49 definiert worden ist. Da in die Konstruktion der Modellgalaxie keine weiteren Annahmen wie gegenrotierende Sterne u. ä. eingegangen sind, dürften sich nach van der Marel et al. 1994 [51] keine nennenswerten Abweichungen der Form der LOSVDs von der gausschen Glockenkurve ergeben. Sind solche trotzdem vorhanden, so muß dann dies ausschließlich auf einen Projektionseffekt zurückzuführen sein.

In den Abbildungen 2.33 und 2.34 beschreiben die durchgezogenen Linien die Verbreiterungsprofile für die Modelle M1 (Abb. 2.33 - oberes Bild), M2 (Abb. 2.33 - unteres Bild), M3 (Abb. 2.34 - oberes Bild) sowie M4 (Abb. 2.34 - unteres Bild) und die gestrichelten die an diese angepaßten Gauss-Hermite-Funktionen. Die Kurven wurden an Punkten auf der photometrischen Hauptachse in einer Entfernung vom Mittelpunkt der Galaxie von 2.54 Bogensekunden in nordöstlicher und südwestlicher Richtung berechnet. Um die Abweichungen von der gausschen Glockenkurve zu verdeutlichen, wurden solche zum Vergleich noch zusätzlich eingezeichnet (gepunktete Linien). Betrachtet man nun die Profile der Modelle M1 und M2 am Punkt, welcher sich südwestlich vom Zentrum befindet, so zeigt sich, daß sich deren Maxima relativ zu denen der Gauss-Kurven ganz leicht zu größeren Geschwindigkeiten hin verschoben haben. Desweiteren fallen die Profildfunktionen an den Ausläufern der rechten Flügel flacher als die Glockenkurven ab, nehmen aber der Mitte der Flanken dann stärker als diese ab, um schließlich kurz vor dem Maximum noch einmal erneut mehr zu verflachen. Die südwestlichen LOSVDs schneiden also die Gausskurven auf der rechten abfallenden Seite insgesamt zweimal. Bei der entsprechenden LOSVD der Modelle M3 und M4 ist ebenfalls am rechten Flankenende eine stärkere streng monotone Abnahme relativ zur Gauss-Funktion, welcher sogar deutlicher ausgeprägt als bei M1 und M2 ist, zu verzeichnen. Jedoch ist zwischen beiden Funktionen nur ein Schnittpunkt vorhanden. Zudem tritt an der linken Flanke der LOSVD deutlich ein steilerer Anstieg zu Tage. Schließlich ist das Maximum der Profildfunktionen bei M3 und M4 im Vergleich zur gausschen Glockenkurve signifikant zu kleineren Geschwindigkeiten verschoben, im Gegensatz zu denjenigen bei M1 und M2, wo, wie gesagt, ein leichter Verschiebung zu größeren Geschwindigkeiten auftritt. Der flachere Abfall an den Ausläufern des rechten Flügels kann anschaulich durch die leuchtkraftgewichtete Addition der lokalen unprojizierten Gauss-Funktionen entlang der Sichtlinie (Gleichungen 2.45 und 2.49), deren individuelle Rotverschiebungen einen maximalen Wert nicht überschreiten kann, erklärt werden. Addiert man nämlich zu einer Gauss-Kurve mit definiertem Extremwert und Maximumsposition an einer ihrer Flanken eine oder mehrere solcher Funktionen mit kleinerem Maximalwert, so beginnt diese flacher abzufallen. Die soeben beschriebenen Phänomene treten bei den nordwestlichen Kurven im spiegelverkehrter Weise auf. Um nun das soeben Abgehandelte quantitativ erfassen zu können, wurden, gemäß der in van der Marel et al. 1993, 1994 [50, 51] und Bender et al. 1994 [6] entwickelten und angewendeten Theorie, an die Profile der LOSVDs Gauss-Hermite-Polynome der Form, wie sie in Gleichungen 2.25 bis 2.28 definiert sind, angepaßt. Zusätzlich wurden noch die Hermite-Polynome fünften und sechsten Grades in der Definition von van der Marel et al. 1993 [50] verwendet, welche lauten:

$$H_5 = (4y^5 - 20y^3 + 15y)/(2\sqrt{15}) \quad (2.83)$$

$$H_6 = (8y^6 - 60y^4 + 90y^2 - 15)/(12\sqrt{5}) \quad (2.84)$$

mit y definiert durch Gleichung 2.26. Die Gauss-Hermite-Funktion in 2.25 verändert sich dann zu

$$f(y) = I_0 \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) (1 + h_3 H_3(y) + h_4 H_4(y) + h_5 H_5(y) + h_6 H_6(y)) \quad (2.85)$$

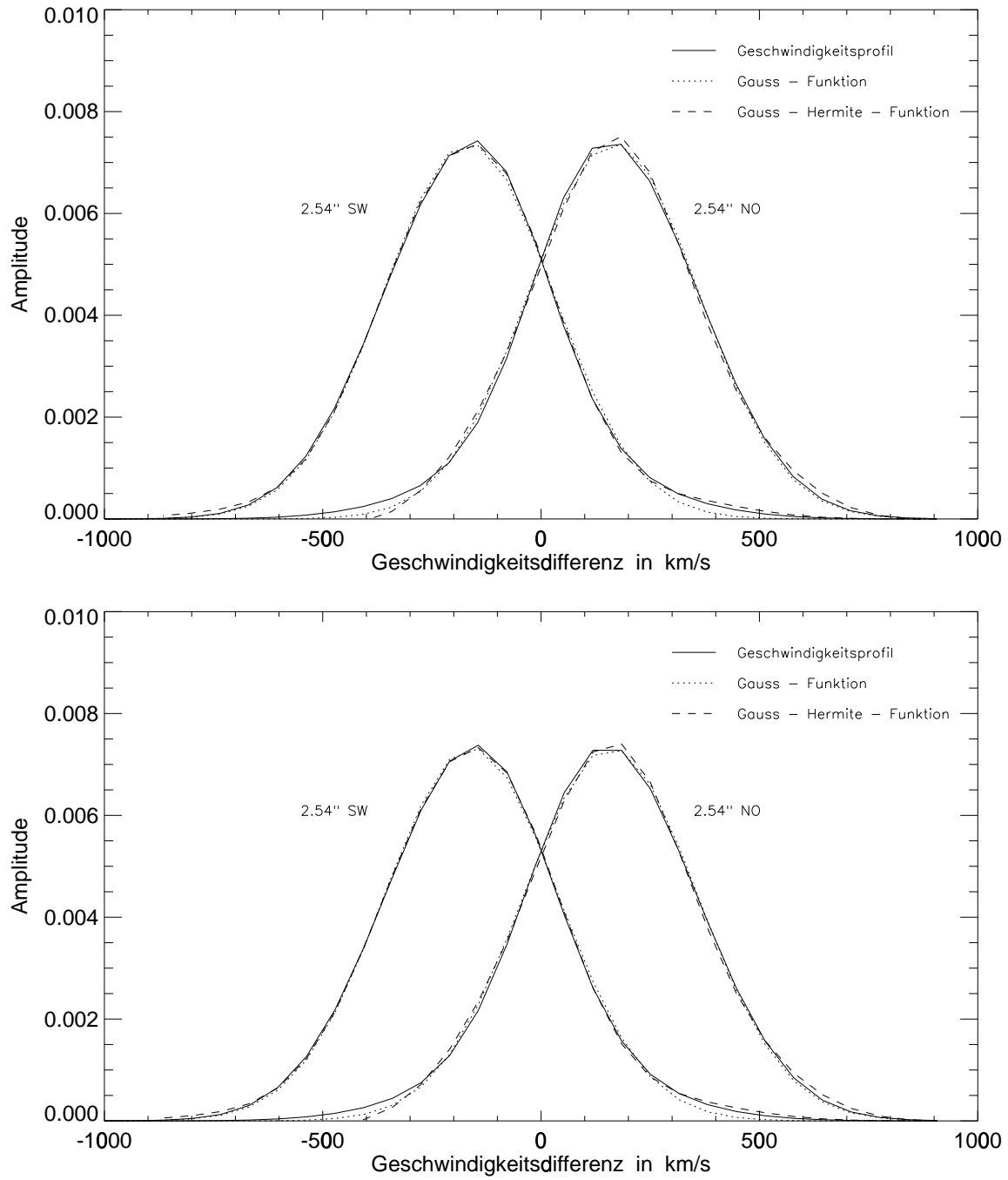


Abbildung 2.33: Simulierte projizierte Geschwindigkeitsverbreiterungsfunktionen (durchgezogene Kurve) sowie die dazugehörigen angepaßten Gauss-Hermite-Funktionen (gestrichelte Linien) für die Modelle M1 (oben) und M2 (unten). Die Profile wurden jeweils an Punkten auf der photometrischen Hauptache in einer Entfernung von 2.54 Bogensekunden von Zentrum in nordöstlicher und südwestlicher Richtung berechnet. Zur Verdeutlichung der nichtgausschen Verzerrungen in den Profilen sind noch Gauss-Kurven (gepunktete Linien) eingezeichnet.

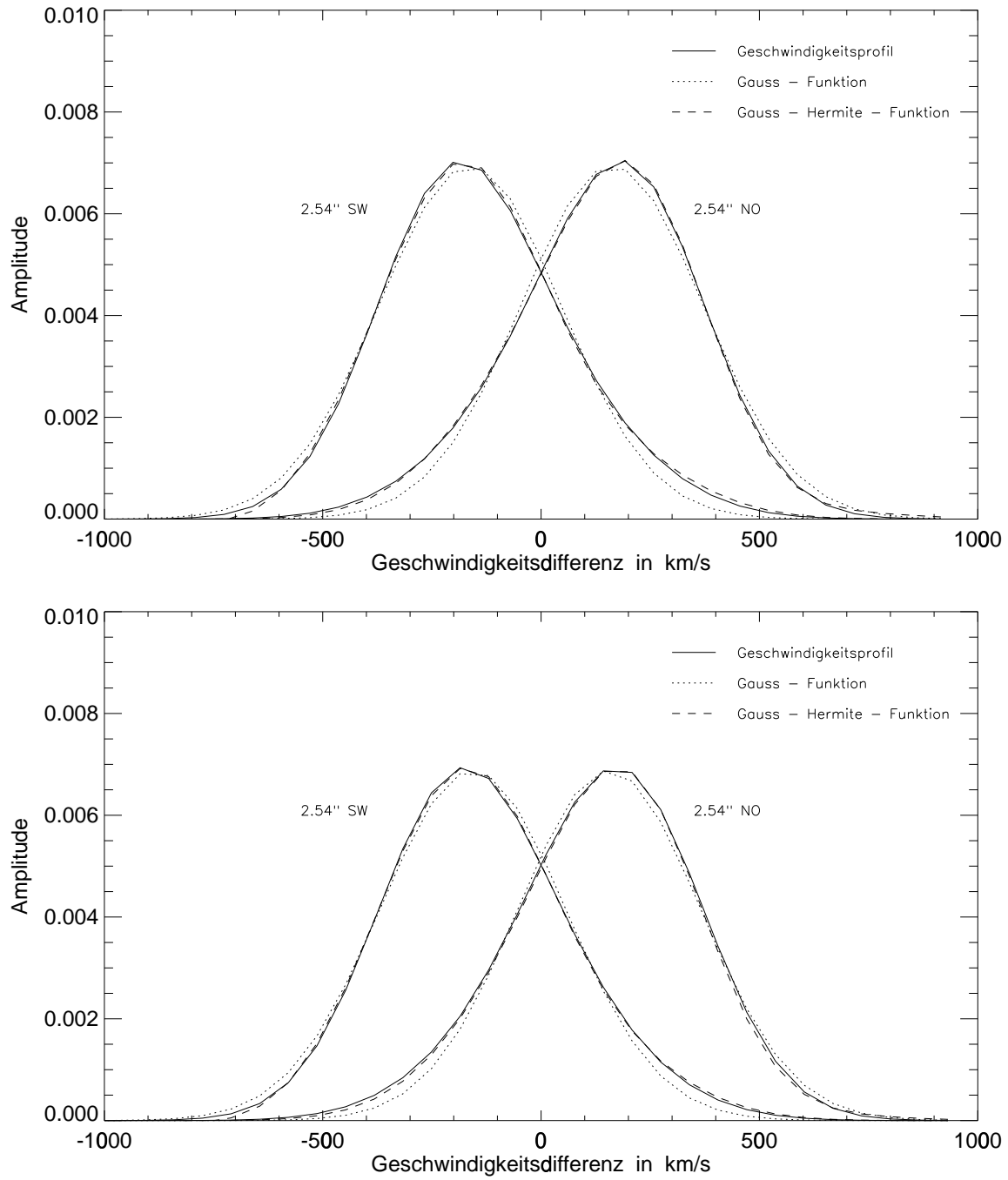


Abbildung 2.34: Wie Abbildung 2.33, jedoch für die Modelle M3 und M4

Dies wurde für alle vier Modelle M1, M2, M3 und M4 durchgeführt. Es soll an dieser Stelle bemerkt sein, daß der Verlauf der Profilkfunktionen in den Modellen M3 und M4 es bereits gestattet, das Verhalten einiger Hermite-Parameter abzuschätzen. Betrachtet man in den Abbildungen 2.33 und 2.34 die südwestlichen Geschwindigkeitsverteilungen, so kann aus dem flacheren Abfall bei positiven Geschwindigkeiten und dem steileren Anstieg auf der negativen Achse geschlossen werden, daß der Hermite-Parameter h_3 einen Wert, der größer als Null ist, annehmen muß (Bender et al. 1995 [6]). Bei den nordwestlichen Kurven ist die Situation genau umgekehrt. Somit ist das Vorzeichen von h_3 an einem bestimmten Punkt auf der Hauptachse immer entgegengesetzt dem der dort auftretenden projizierten Rotationsgeschwindigkeit. Bei den Modellen M1 und M2 entspricht das Profilverhalten jedoch nicht den Erwartungen für elliptische Galaxien, so daß wahrscheinlich keine qualitativ guten Anpassungen sowie vernünftige Parameter zu erwarten sind.

In der Abbildung 2.35 sind die Ergebnisse für den Hermite-Parameter h_3 abgebildet. In der linken Spalte ist der Verlauf von h_3 auf der photometrischen Hauptachse als Funktion des Abstandes vom Zentrum der Galaxie zu sehen. Die entsprechenden Abhängigkeiten für die Nebenachse sind in der rechten Spalte aufgeführt. Die Resultate für die jeweiligen Modelle M1, M2, M3 und M4 sind in der ersten, der zweiten, der dritten und in der vierten Reihe verdeutlicht. Für die Simulationen sind ein K5 III-, ein M0.5 III- und ein M2 III-Template-Stern herangezogen worden. Die Punkte mit den Fehlerbalken sind durch Beobachtung ermittelte Datenpunkte auf der Hauptachse, die in van der Marel et al. 1994 [51] publiziert worden sind. Für die Nebenachse konnten keine Messungen gefunden werden. In den Abbildungen 2.36, 2.37 und 2.38 sind die entsprechenden Analysen für den Parameter h_4 , h_5 und h_6 illustriert. Allgemein ist hier festzustellen, daß die Modelle M3 und M4 den Verlauf der experimentell bestimmten Hermite-Parameter entlang der Hauptachse am besten reproduzieren. Betrachtet man den Fall der Größe h_3 , so sind die durch die Modelle M3 und M4 reproduzierten Werte zwar um einen Faktor 2 - 3 geringer, jedoch wird der Vorzeichenwechsel im Nullpunkt der Ortsachse richtig wiedergegeben. Letzteres ist bei den Modellen M1 und M2 überraschenderweise nicht der Fall. Bei der Analyse der Resultate für den Parameter h_4 ist die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment bei den Modellen M1 und M2 und die relativ gute Übereinstimmung bei M3 und M4 offensichtlich. Geht man zu h_5 über, so ist festzustellen, daß der Absolutbetrag der Werte, die M1 und M2 liefern, viel größer als der für diejenigen von M3 und M4 ist. Letztere liefern aber eine etwas bessere Beschreibung der Daten. Bei der Größe h_6 scheint hingegen keinerlei Aussage möglich zu sein, welches der vier Modelle die beste Reproduktion der Beobachtungen liefert.

Abschließend ist festzustellen, daß die aus den Modellen M3 und M4 gewonnenen Hermite-Parameter im Gegensatz zu denjenigen von M1 und M2 einerseits die experimentellen Daten von van der Marel 1994 [51] am besten reproduzieren, andererseits die Werte, besonders im Fall für h_3 , eine physikalisch sinnvolle Bedeutung besitzen. Dies ist somit ein weiterer Beweis für die Güte und die Robustheit des hier entwickelten Modelles. In der Abbildung 2.39 sind die unprojizierten Rotationsgeschwindigkeiten (linke Spalte) sowie die entsprechenden Geschwindigkeitsdispersionen (rechte Spalte) für die vier gerechneten Modelle M1, M2, M3 und M4 gezeigt. M1 befindet sich in der oberen Reihe, M2 in der zweiten, M3 in der dritten und M4 in der vierten Reihe. Die Funktionen wurden bis zu einem Abstand vom 7.5 Bogensekunden vom Zentrum berechnet. Die dort gezeigten Ergebnisse sind mit Template-Sternen vom Typ K5 III, M0.5 III und M2 III durchgeführt worden. Im folgenden wird eine Abschätzung des Verlaufes des Anisotropieparameters β als Funktion des Abstandes vom Zentrum vorgenommen, um festzustellen, inwieweit die Annahme einer räumlich konstanten Anisotropie in der Dispersion die tatsächliche Situation in NGC 3115 widerspiegelt. Die Publikationen von J. Binney und G. Mamon 1982 [8] und von Bickney et al. 1989 [7] zeigen, daß es möglich ist, den räumlichen

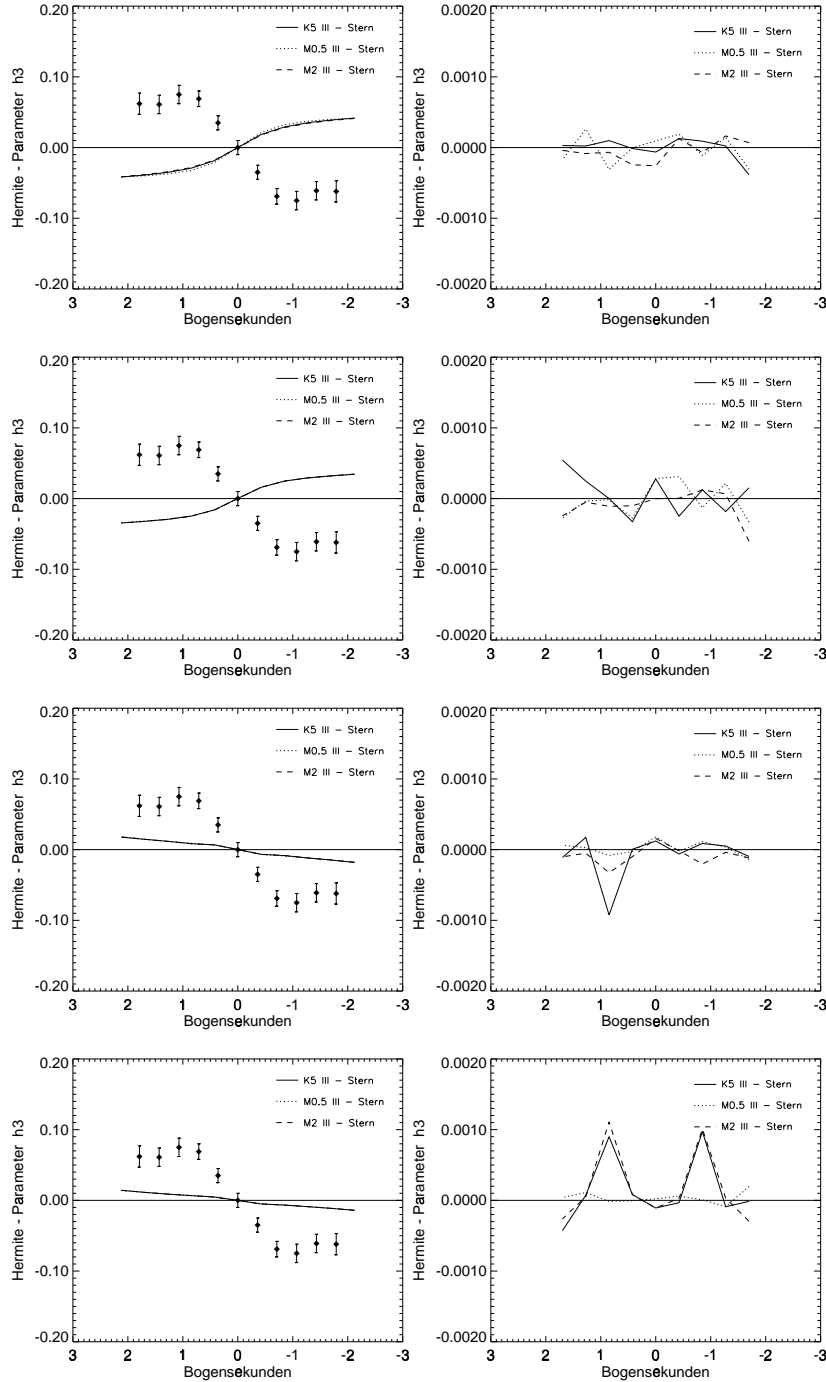
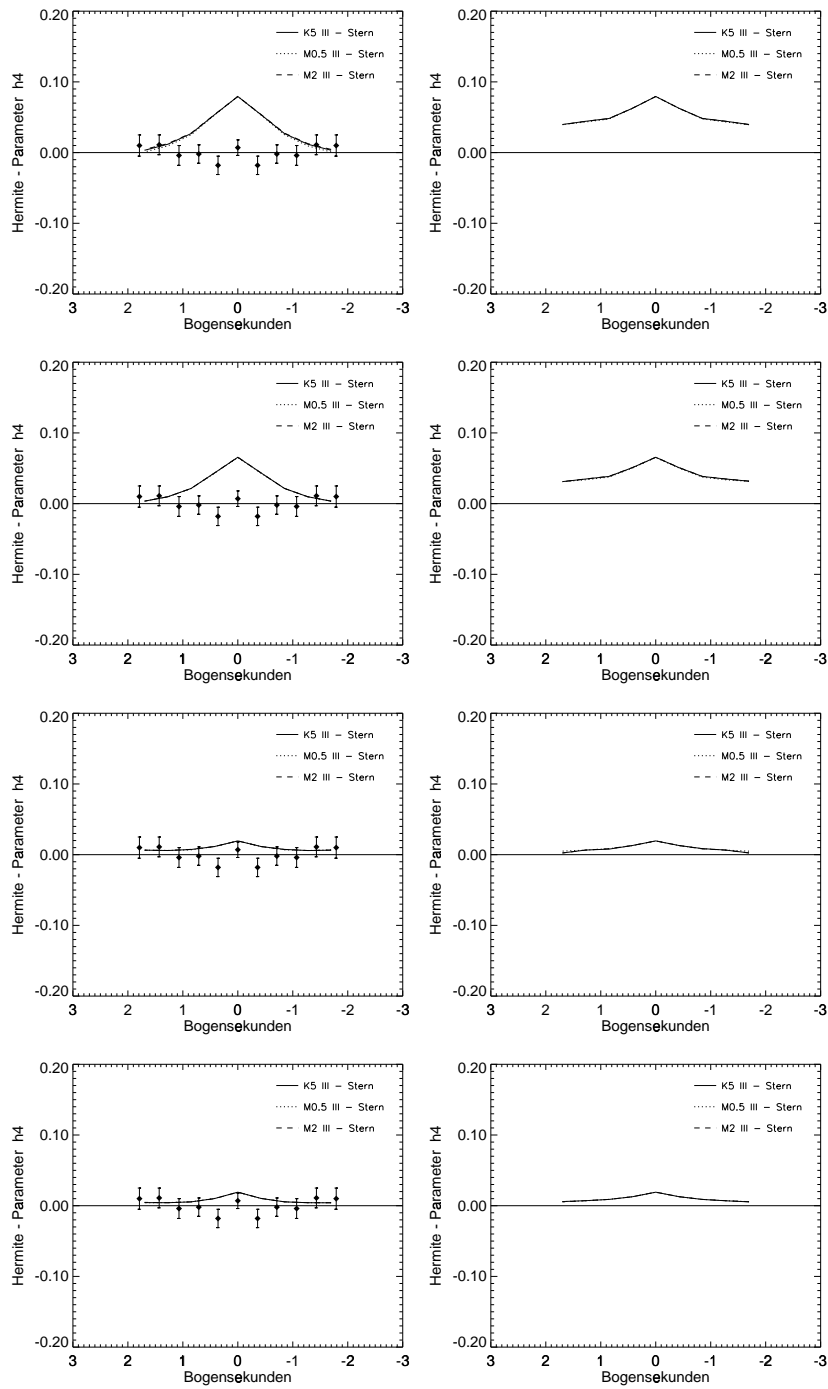


Abbildung 2.35: Aus den projizierten Modellgeschwindigkeitsverbreiterungsprofilen extrahierte Hermite-Parameter h_3 in Anhängigkeit von der Position auf der photometrischen Hauptachse (links) sowie der Nebenachse (rechts). Die ersten beiden Reihe zeigen die Resultate für die Modelle M1 und M2 (räumlich isotrope Dispersion), die dritte und die untere diejenigen von M3 bzw. M4 (räumlich anisotrope Dispersion). Die Rechnungen wurden mit einem K5 III-, einem M0.5 III- sowie einem M2 III-Template-Stern-Spektrum durchgeführt. Die Punkte mit den Fehlerbalken symbolisieren experimentelle Daten von van der Marel et al. 1994 [51]. Die Modelle M3 und M4 spiegeln eine bessere Reproduktion der Literaturwerte wieder.

Abbildung 2.36: Wie Abb. 2.35, jedoch für den Hermite-Parameter h_4

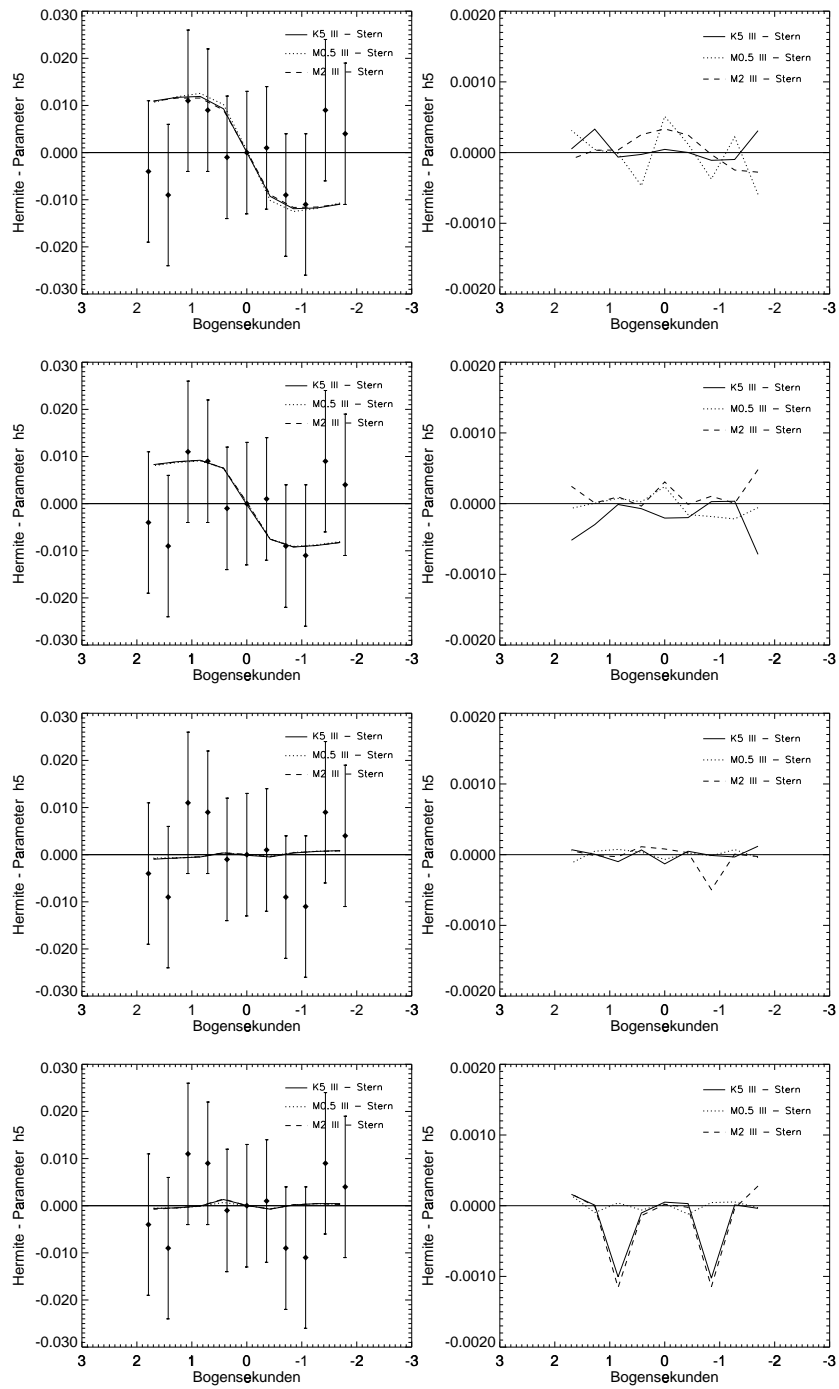


Abbildung 2.37: Wie Abb. 2.35, jedoch für den Hermite-Parameter h_5

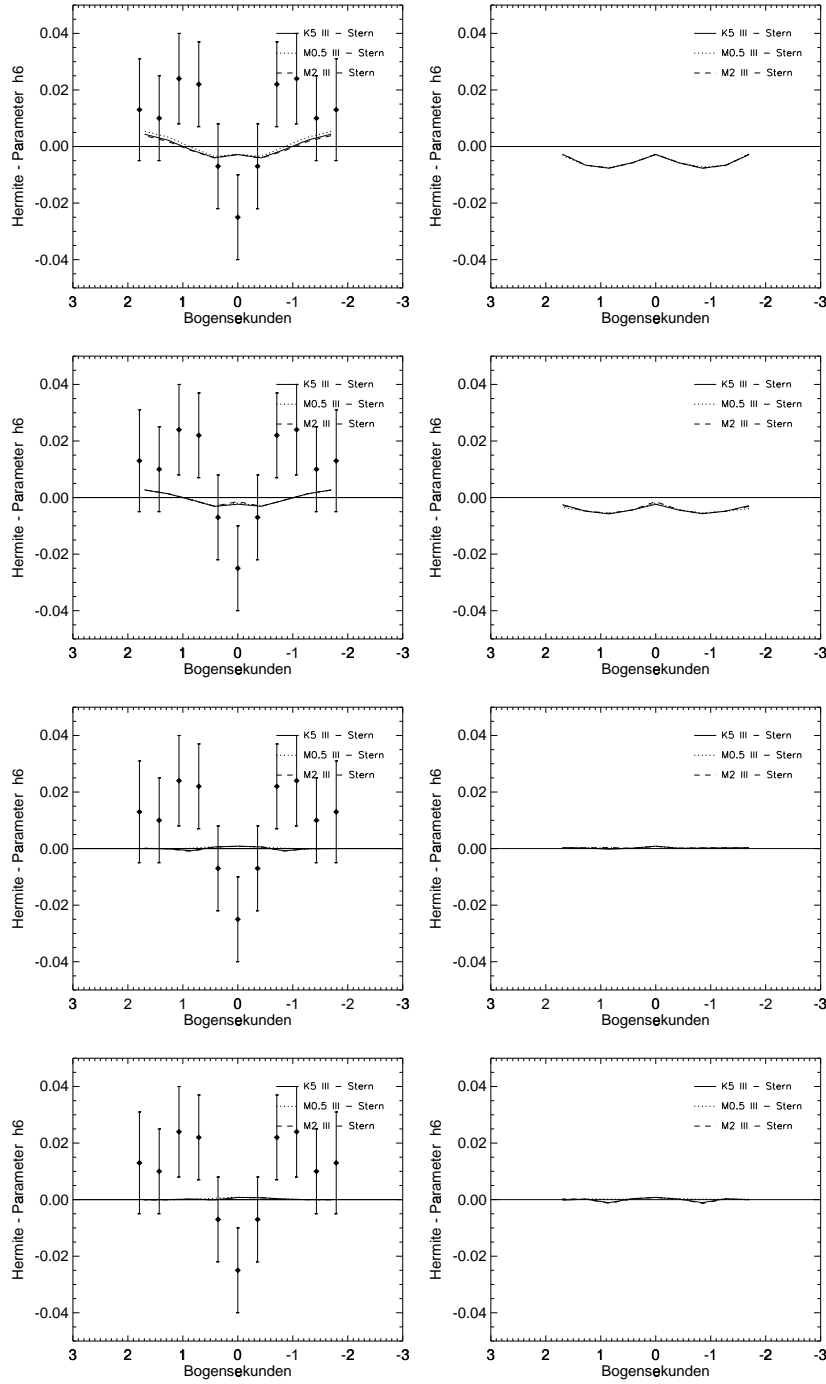


Abbildung 2.38: Wie Abb. 2.35, jedoch für den Hermite-Parameter h_6 . Hier ist keine Aussage mehr möglich, welches Modell die Literaturwerte an besten reproduziert.

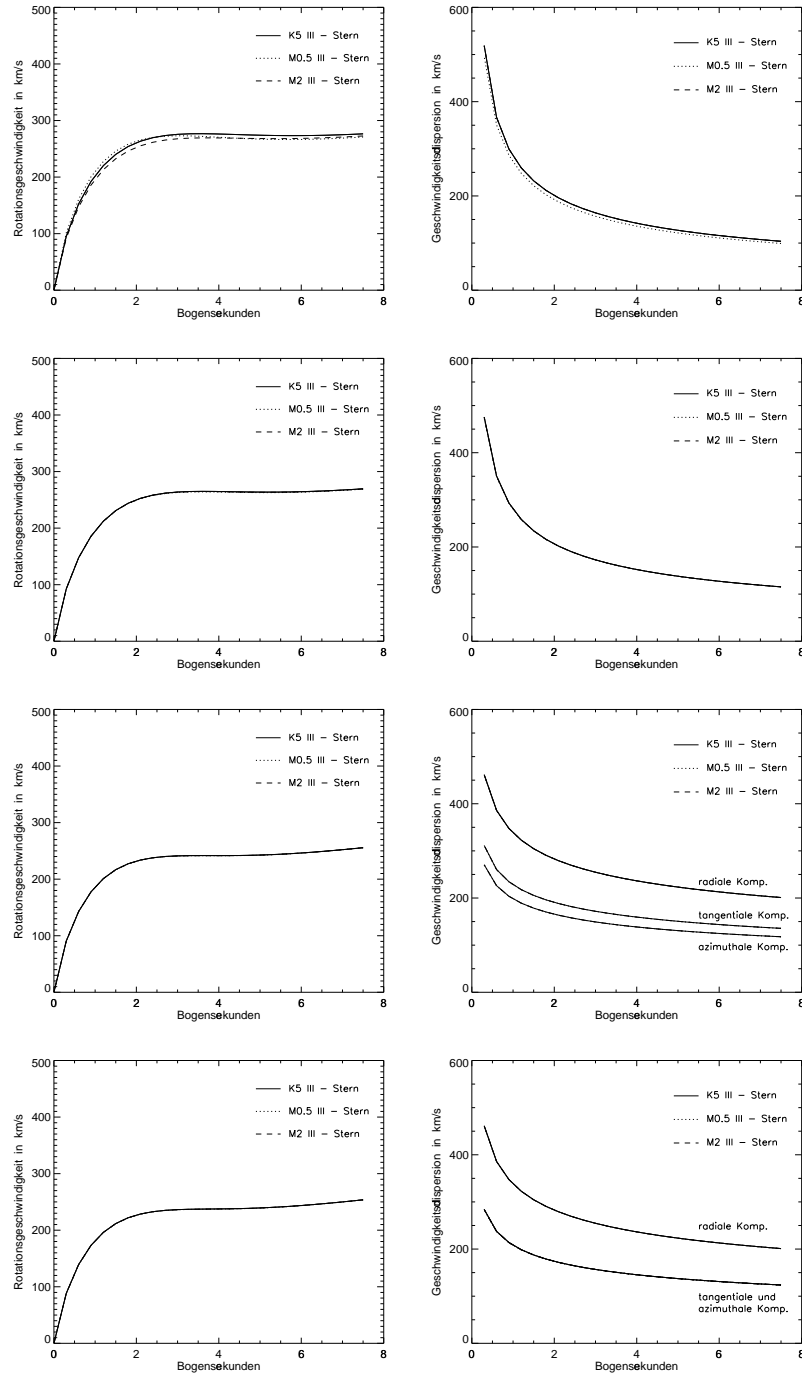


Abbildung 2.39: Unprojizierte Rotationsgeschwindigkeit (linke Spalte) und Geschwindigkeitsdispersion (rechte Spalte) für die Modelle M1 (obere Reihe), M2 (zweite Reihe), M3 (dritte Reihe) und M4 (letzte Reihe). Gezeigt werden die Simulationsrechnungen mit den K5 III, M0.5 III und M2 III-Template-Sternen

Verlauf des Anisotropieparameters β aus oberflächenphotometrischen Daten und projizierten Geschwindigkeitsdispersionsfeldern zu berechnen und präsentieren hierzu einen entsprechenden Algorithmus. Voraussetzung für eine korrekte Rechnung ist allerdings, daß die zu untersuchende Galaxie eine sphärische Symmetrie, eine isotrope Dispersionsverteilung sowie ein konstantes Masse–Leuchtkraft–Verhältnis aufweist. Da diese Bedingungen im Falle von NGC 3115 nicht zutreffen, kann diese Rechnung hier nur als Abschätzung dienen. Da jedoch ohnehin nur ein qualitativer Vergleich zwischen in den einzelnen Modellen angenommenen Anisotropien und einem eventuellen tatsächlichen Verlauf vorgenommen werden soll, ist die Anwendung des in den obigen Veröffentlichungen abgehandelten Algorithmusses hier zweckmäßig. Dessen Einzelheiten sind dort bereits zur Genüge beschrieben und so wird hier nur die Gleichung zur Bestimmung von β zitiert:

$$\beta(r) = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{d(\ln(l(r)\sigma_r^2(r)))}{d(\ln(r))} + \left(\frac{M}{L}\right) \frac{l(r)u^2(r)}{l(r)\sigma_r^2(r)} \right\} \quad (2.86)$$

wobei gilt:

$$u^2(r) = \frac{4\pi G}{r} \int_0^r l(r')r'^2 dr' \quad (2.87)$$

Es sind hier $l(r)$ die unprojizierte Leuchtkraftfunktion und σ_r die unprojizierte radiale Geschwindigkeitsdispersion, für welche die in den vier Modellen verwendeten Gleichungen eingesetzt worden sind. In der Abbildung 2.40 sind die entsprechenden Resultate vorgestellt. Die für das Modell M1 befinden sich in dem linken oberen Bild, die für M2 im rechten oberen und diejenigen für M3 und M4 sind im unteren linken bzw. rechten Bild untergebracht. Zum Vergleich sind auch die entsprechenden Modell–Anisotropien aufgetragen. Der abgeschätzte Kurvenverlauf entspricht im inneren Teil der Galaxie qualitativ denjenigen, welche in Bicknell et al. 1989 [7] vorgestellt worden ist, d. h. es ist vom Zentrum weg zuerst ein monotoner Anstieg zu einem positiven Extremwert hin festzustellen, was in einer Abnahme der tangentialen und azimuthalen Dispersion resultiert. Diesem folgt dann ein Abfall, in dessen Verlauf die Kurve die Ortsachse kreuzt und negative Werte für β angenommen werden, was bedeutet, daß dort die Besetzung zirkularer Orbits dominiert. Obschon bei allen vier Modellen eine deutliche Abhängigkeit des Parameters β vom Abstand zum Zentrum gegeben ist, ist offensichtlich, daß die Modelle M3 und M4 vernünftiger Abschätzungen ergeben, da die Kurvenverläufe zu geringeren Extremwerten und damit zu kleineren Anisotropien laufen als bei den isotropen Modellen M1 und M2. Es zeigt sich somit, daß die Annahme einer räumlich konstanten Anisotropie zwar noch keine perfekte Reproduktion des wirklichen Zustandes in NGC 3115 darstellt, diese aber trotzdem im Hinblick auf unsere gegenwärtige totale Unkenntnis in dieser Hinsicht sowie der Tatsache, das die beobachteten Daten ohne systematische Abweichungen reproduziert werden können, im Rahmen der gegenwärtig zur Verfügung stehenden Kenntnisse und Daten gerechtfertigt ist.

Im Rahmen dieser Analysen ist es interessant, zu prüfen, ob die 3D–Daten einerseits und die berechneten Modelle andererseits die Position von NGC 3115 im $\frac{V}{\Sigma} - \epsilon$ –Diagramm, welches in den Arbeiten von Illingworth 1977 [33] zum erstenmal eingeführt worden ist, reproduzieren können. Aus experimentellen Daten ermittelt man das Verhältnis $\frac{V}{\Sigma}$ dabei als das des Maximums der projizierten Rotationsgeschwindigkeit zur projizierten Dispersion, gemittelt über eine vernünftige Apertur. In Illingworth und Schechter 1982 [34] ist der Wert von $\frac{V}{\Sigma}$ zu 1.06 ± 0.16 bei einer Elliptizität von 0.57 ± 0.06 angegeben worden. Theoretisch berechnet sich dieses Verhältnis über das Virialtheorem aus der Integration der massegewichteten Rotationsgeschwindigkeit sowie der Dispersion über ein geeignetes Volumen. Die Gleichungen hierfür lauten nach Binney

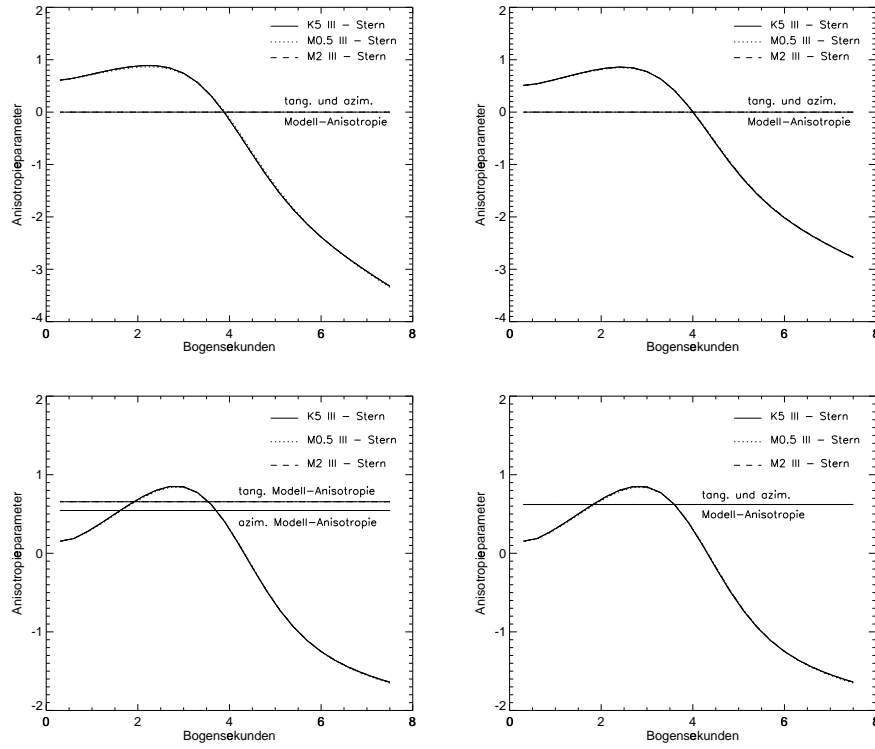


Abbildung 2.40: Anisotropieparameter β als Funktion des Abstandes von Galaxienzentrum, berechnet nach Gleichung 2.86, im Vergleich mit den in den Modellen verwendeten Werten für die vier Modelle M1 (oben links), M2 (oben rechts), M3 (unten links) und M4 (unten rechts). Es sind die Resultate, die mit K5 III-, M0.5 III- und M2 III-Template-Sternen errechnet worden sind, gezeigt. Die Übereinstimmung zwischen den Modellanisotropien und dem mittels Gl. 2.86 berechneten β ist bei den Modellen M3 und M4 besser.

und Tremaine 1987 [9]

$$V = \frac{\int_{Volumen} m(x, y, z) v_{rot}(x, y, z) dx dy dz}{\int_{Volumen} m(x, y, z) dx dy dz} \quad (2.88)$$

$$\Sigma = \frac{\int_{Volumen} m(x, y, z) \sigma_{LOS}(x, y, z) dx dy dz}{\int_{Volumen} m(x, y, z) dx dy dz} \quad (2.89)$$

oder im Falle diskreter Stützstellen

$$V = \frac{\sum_{x,y,z} m(x, y, z) v_{rot}(x, y, z)}{\sum_{x,y,z} m(x, y, z)} \quad (2.90)$$

$$\Sigma = \frac{\sum_{x,y,z} m(x, y, z) \sigma_{LOS}(x, y, z)}{\sum_{x,y,z} m(x, y, z)} \quad (2.91)$$

wobei $m(x,y,z)$ die Masse am Punkt (x,y,z) angibt. Daraus wurden dann die Werte für V/Σ für die Modelle M1, M2, M3 und M4 berechnet. Sie betragen 0.91 ± 0.04 , 0.886 ± 0.001 , 0.900 ± 0.001 bzw 0.882 ± 0.001 , stimmen also mit den obigen Literaturwerten innerhalb der Fehlergrenzen überein. Auch die soeben durchgeführte Betrachtung demonstriert die große Eignungsfähigkeit der hier angewendeten Techniken und der entwickelten Modelle.

Eine Abschätzung der Masse im Zentrum der Galaxie kann man nun durch Anwendung der

Formel für das erste Geschwindigkeitsmoment der stoßfreien Boltzmann–Gleichung erhalten. Diese lautet:

$$M(r) = \frac{v_{rot}^2 r}{G} + \frac{\sigma_r^2 r}{G} \left[-\frac{d(\ln(\rho))}{d(\ln(r))} - \frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))} - \left(1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_r^2}\right) - \left(1 - \frac{\sigma_\phi^2}{\sigma_r^2}\right) \right] \quad (2.92)$$

Es ist hier, wie bereits in Kapitel 2.5.4.2 erwähnt, v_{rot} die unprojizierte Rotationsgeschwindigkeit und σ_r, σ_θ und σ_ϕ die unprojizierte radiale, tangentielle und azimuthale Geschwindigkeitsdispersion. Desweiteren ist ρ die unprojizierte räumliche Dichte derjenigen Sterne, die zu den beobachteten Spektren beitragen, für die gilt:

$$\frac{d(\ln(\rho))}{d(\ln(r))} = \frac{d(\ln(I))}{d(\ln(r))} \quad (2.93)$$

wobei I die Volumenleuchtkraft ist.

Da in den Modellen M1 und M2 die unprojizierte Geschwindigkeitsverteilung als isotrop definiert worden ist, gilt $\sigma_\theta = \sigma_\phi = \sigma_r$ und damit vereinfacht sich die Formel 2.50 zu

$$M(r) = \frac{v_{rot}^2 r}{G} + \frac{\sigma_r^2 r}{G} \left[-\frac{d(\ln(\rho))}{d(\ln(r))} - \frac{d(\ln(\sigma_r^2))}{d(\ln(r))} \right] \quad (2.94)$$

Die Abbildung 2.41 zeigt in der linken Spalte die mit den Gleichungen 2.92 bzw. 2.94 berechneten integrierten Massen $M(r)$ und in der rechten die differentiellen Massen, d. h. die Masse an einem bestimmten Punkt für die jeweiligen Modelle M1 (oberes Bild), M2 (zweites Bild), M3 (drittes Bild) und M4 (viertes Bild). In der Tabelle 2.8 sind für die Modelle M1, M2, M3 und M4 und denjenigen Templates, welche die Beobachtungen am besten beschreiben, die Massenkonzentrationen innerhalb der zentralen 0.2×0.2 Bogensekunden aufgelistet. Zum Vergleich sind diesen die zentralen Massenkonzentrationen, welche in früheren Arbeiten von Kormendy et al. 1992, 1996 [37, 39], Magorrian et al. 1998 [48] und Emsellem et al. 1998 [20] ermittelt worden sind, gegenübergestellt. Diese schwanken zwischen 4.8×10^8 und 2×10^9 Sonnenmassen. In der Abbildung 2.42 sind die dazugehörigen Masse–Leuchtkraft–Verhältnisse als Funktion des Abstandes vom Zentrum aufgetragen (M1 oben links, M2 oben rechts, M3 unten links, M4 unten rechts). Es sind die Ergebnisse, die mit einem K5 III–, einem M0.5 III– und einem M2 III–Template–Stern ermittelt worden sind, gezeigt. Das Modell M1 mit dem isotropen, keplerschen Dispersionsansatz liefert zentrale Massen für NGC 3115 zwischen 1.2 und 1.4×10^9 Sonnenmassen, was den Resultaten von Kormendy et al. 1992, 1996 [37, 39] entspricht. Das Masse–Leuchtkraft–Verhältnis M/L_V nimmt von ca. 5 bei 1.4 Bogensekunden auf 55 bis 62 zum Zentrum hin zu. Das Modell mit dem verallgemeinerten isotropen Ansatz liefert, wie bereits erwartet, leicht reduzierte zentrale Massen im Bereich von $9.0 \times 10^8 M_\odot$ und $1.3 \times 10^9 M_\odot$ und entsprechende Werte von M/L_V von ca. 50. Das Modell M3 mit der anisotropen Dispersion führt zu einer signifikanten Verminderung der zentralen Masse auf Werte um $4.0 \times 10^7 M_\odot$. Das Masse–Leuchtkraft–Verhältnis weist keine Zunahme zum Zentrum hin mehr auf, sondern bleibt nahezu konstant auf einem Wert um 10. Dies ist auch zu erwarten, denn sollte sich keine große Ansammlung von dunkler Materie im Zentrum von NGC 3115 befinden, dann muß M/L an allen Punkten der Galaxie gleich sein, da sich ihre Masse ausschließlich aus den leuchtenden Sternen zusammensetzt. Das hat dann eine konstante Proportionalität von M und L zur Folge. Im Modell M4 wird die zentrale Massenkonzentration weiter auf ca. $3.0 \times 10^7 M_\odot$ verringert, mit einem dazugehörigen M/L wie in Modell M3. In Kormendy et al. 1996 [39] werden projizierte Dispersionen, die aus mit den Faint Object Spectrograph (FOS) des Hubble Space Telescope (HST) aufgenommenen Spektren extrahiert worden sind, vorgestellt. Es lag daher nahe, zu prüfen, ob

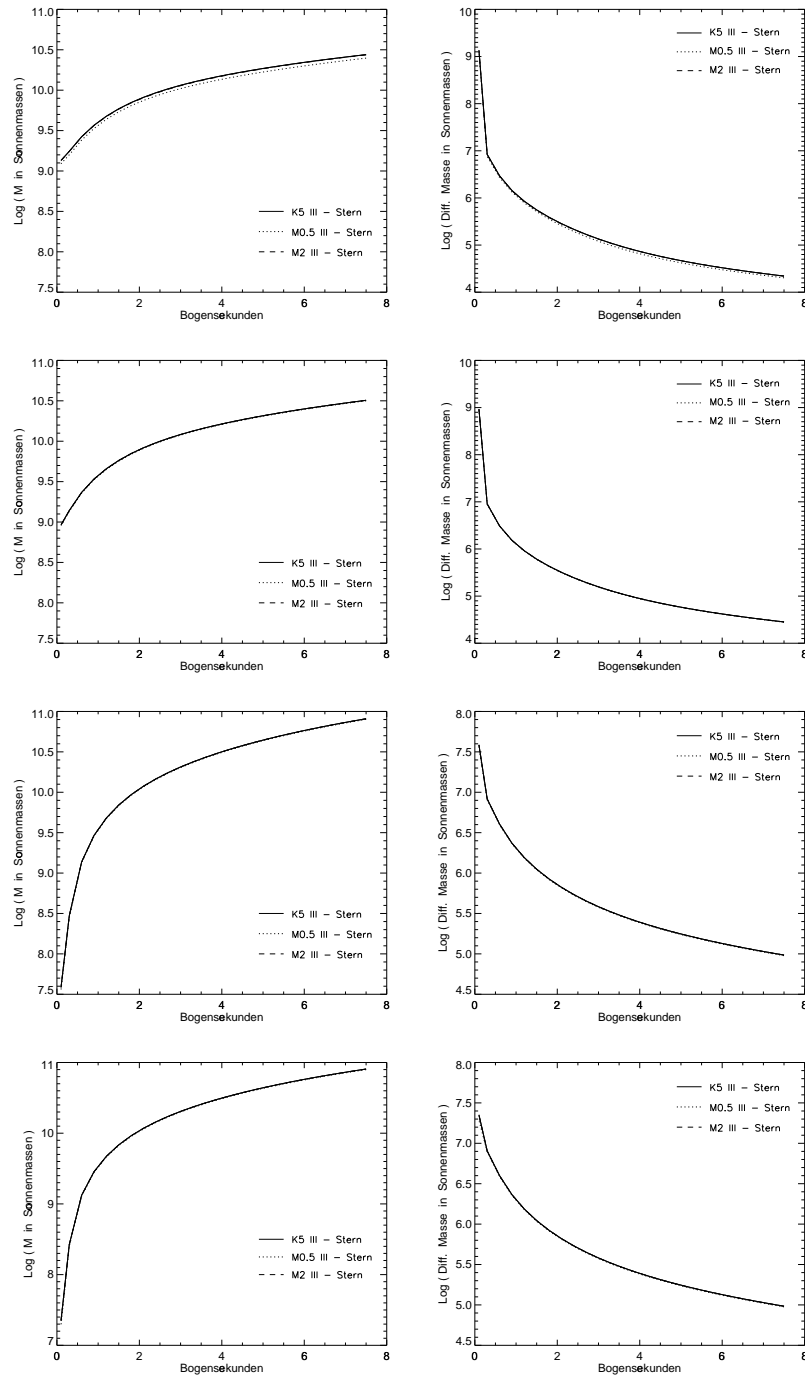


Abbildung 2.41: Integrierte Massen $M(r)$ (linke Spalte) sowie differentielle Masse (rechte Spalte), die für die vier untersuchten Modelle M1 (obere Reihe), M2 (zweite Reihe), M3 (dritte Reihe) und M4 (untere Reihe). Es sind die Resultate, die mit K5 III-, M0.5 III- und M2 III-Template-Sternen errechnet worden sind, gezeigt.

Template	Modell M1 Massekonz. in M_{\odot}	Modell M2 Massekonz. in M_{\odot}	Modell M3 Massekonz. in M_{\odot}	Modell M4 Massekonz. in M_{\odot}
K5 III	1.4×10^9	9.2×10^8	3.9×10^7	2.2×10^7
M0 III	1.4×10^9	1.1×10^9	4.0×10^7	2.4×10^7
M0.5 III	1.2×10^9	9.0×10^8	3.6×10^7	1.9×10^7
M1.5 III	1.4×10^9	1.2×10^9	4.3×10^7	2.7×10^7
M2 III	1.3×10^9	9.2×10^8	3.8×10^7	2.2×10^7
K4.5 Ib	1.3×10^9	1.3×10^9	4.0×10^7	4.2×10^7
Kormendy et al. 1992, 1996 [37, 39]	$1 - 2 \times 10^9 M_{\odot}$			
Emsellem et al. 1998 [20]	$6.5 - 9.5 \times 10^8 M_{\odot}$			
Magorrian et al. 1998 [48]	$\approx 4.8 \times 10^8 M_{\odot}$			

Tabelle 2.8: Zentrale Masse innerhalb von 0.2 Bogensekunden, berechnet aus den Modellen M1, M2, M3 und M4 zusammen mit den Templates, welche die Galaxienspektren am besten reproduzieren, im Vergleich mit Literaturwerten. Das Modell M1 mit der isotropen-keplerschen Dispersion produziert die größte zentrale Masse, gefolgt von M2, welches eine isotrope-nichtkeplersche Dispersion besitzt. M3 mit der räumlich anisotropen Geschwindigkeitsdispersion mit $\sigma_r \neq \sigma_{\theta} \neq \sigma_{\phi}$ liefert eine bereits erheblich reduzierte Masse im Bereich um 4×10^7 , welche von dem Modell M4, für dessen anisotrope Dispersion $\sigma_r \neq \sigma_{\theta} = \sigma_{\phi}$ gilt, noch etwas reduziert wird.

die in dieser Arbeit entwickelten Modellgalaxien, speziell aber die Simulation mit der räumlich anisotropen Dispersion (Modelle M3 und M4) die HST-Resultate reproduzieren können, wenn sie mit der entsprechenden Auflösung gerechnet werden würden. In der Abbildung 2.43 ist nun ein Vergleich der projizierten Geschwindigkeitsdispersion mit den HST-Daten aus Kormendy et al. 1996 [39] zu sehen. Die Modellrechnungen werden durch die drei Linien repräsentiert, wobei hier wieder die Ergebnisse mit den Template-Sternen des Spektraltyps K2.5 III, K5 III und M2 III gezeigt sind (durchgezogene, punktierte und gestrichelte Linie). Die HST-Daten sind durch die leeren Vierecksymbole vertreten. Die ausgefüllten Punkte repräsentieren die 3D-Daten. Analog wie bei der Abbildung 2.42 sind im linken oberen Bild die Resultate für das Modell M1 und im rechten oberen diejenigen für die Simulation M2 zu sehen. Die entsprechenden Gegenstücke mit den anisotropen Dispersionen sind in der unteren Reihe zu sehen, wobei M3 links unten und M4 rechts unten ist. Die Rechnungen M3 und M4 ergeben die beste Übereinstimmung, welche sich innerhalb der Fehlerbalken bewegt. Das Modell M2 liefert hingegen die schlechteste Reproduktion der HST-Daten. Dies ist somit ein sehr starker Beweis für die Qualität der entwickelten Modelle mit räumlich anisotroper Geschwindigkeitsdispersion sowie des hier abgehandelten Simulationsverfahrens im allgemeinen.

Ein weiterer wichtiger Beweis für die physikalische Plausibilität der in dieser Arbeit entwickelten Modelle M3 und M4 und ihrer Gleichungen ist, ob diesen positive Phasenraumverteilungsfunktionen (engl. **D**istribution **F**unction - DF) zugeordnet werden können. Im astronomischen Kontext gibt eine solche Funktion die Anzahldichte der Sterne, bezeichnet mit $f(x, \mathbf{v}, t)$, an, deren Positionen und Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt t sich in einem kleinen Volumen d^3x , zentriert um x , beziehungsweise in einem kleinen Bereich $d^3\mathbf{v}$, zentriert um \mathbf{v} , befinden. Die DF muß zu allen Zeitpunkten einen Wert, der größer oder gleich Null ist, annehmen, da eine negative Anzahl von Sternen natürlich physikalisch unsinnig ist (siehe dazu auch Binney und Tremaine 1987 [9]). N. W. Evans et al. 1997 [21] geben eine analytische Verknüpfung zwischen der stellaren Dichtefunktion und der radialen, tangentialen und azimuthalen Dispersion einerseits und der Phasenraumverteilungsfunktion andererseits an. Voraussetzung ist jedoch eine

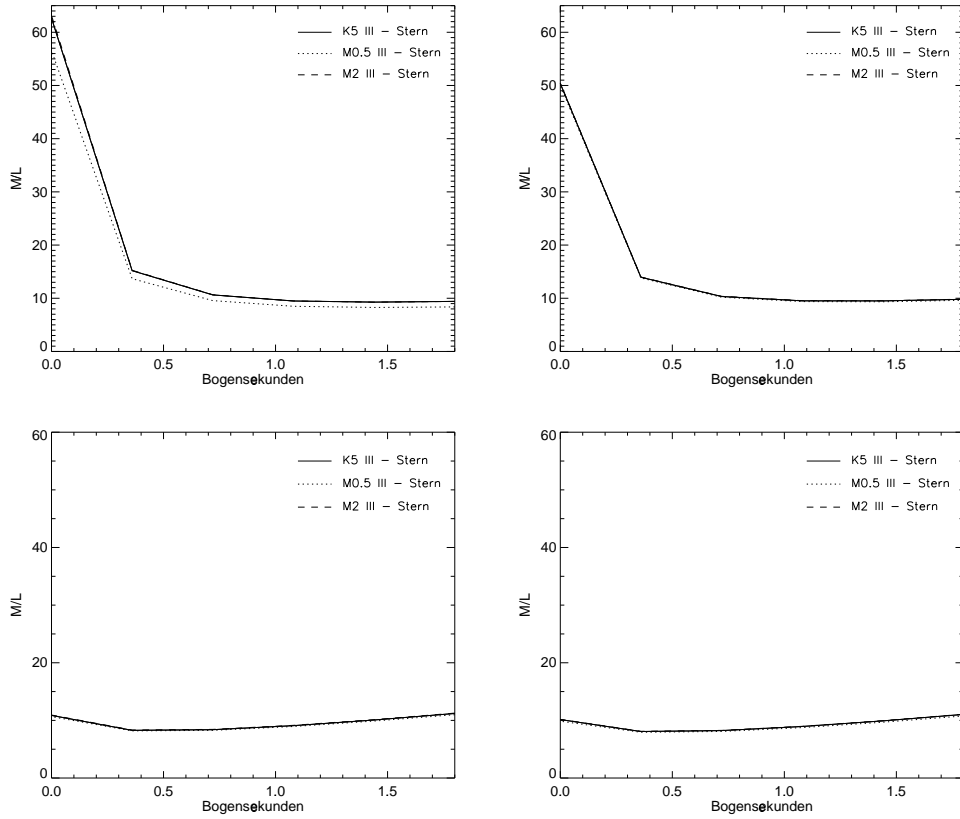


Abbildung 2.42: Masse-Leuchtkraft-Verhältnisse M/L_V , die aus den vier Modellen M1 (oben links), M2 (oben rechts), M3 (unten links) und M4 (unten rechts) resultieren. Es sind die Resultate, die mit K5 III-, M0.5 III- und M2 III-Template-Sternen errechnet wurden, gezeigt. Die Modelle mit der isotropen Dispersion, M1 und M2, zeigen eine signifikante Zunahme von M/L_V zum Zentrum hin auf Werte zwischen 50 und 60, konsistent mit den Resultaten von Kormendy et al. 1992, 1996 [37, 39]. Die anisotropen Dispersionen in M3 und M4 bewirken hingegen einen nahezu konstanten Verlauf.

sphärische Symmetrie des Potentials, welches die Form

$$\Phi(r) = \frac{v_0^2}{r^\delta} \quad (2.95)$$

besitzen muß, mit r als dem unprojizierten Abstand vom Zentrum. Analog wie in Evans et al. 1997 [21] wird die Einheitenskala derart gewählt, daß die Geschwindigkeit v_0 zu eins wird. Gemäß der Poisson-Gleichung besitzt die stellare Dichte dann die Form

$$\rho(r) = \frac{1}{r^\gamma} \quad (2.96)$$

wobei im selbstkonsistenten Fall gilt, $\gamma = \delta + 2$. Ist dies nicht gegeben, so ist die stellare Dichte größer als durch das Potential bestimmt und zwar entweder bei kleinen Abständen vom Zentrum, wenn gilt $\gamma > \delta + 2$, oder bei großen Radien, wenn gilt $\gamma < \delta + 2$. Diese soeben angegebene Dichte wird durch Phasenraumverteilungsfunktionen der Form

$$f_{m,n}(E, L^2, L_z^2) = \eta_{m,n} L^{2m} L_z^{2n} |E|^\zeta \quad (2.97)$$

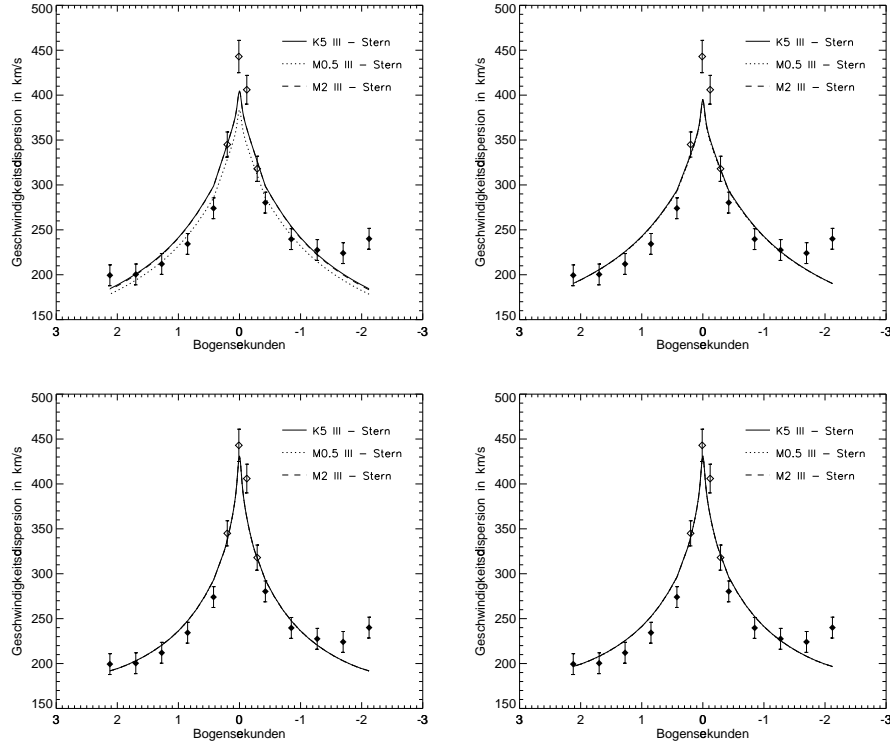


Abbildung 2.43: Vergleich der projizierten Geschwindigkeitsdispersionen der Modelle M1 (oben links), M2 (oben rechts), M3 (unten links) und M4 (unten rechts), gerechnet mit der HST-Auflösung (Linien), mit den entsprechenden HST/FOS-Daten von Kormendy et al. 1996 [39] (leere Vierecksymbole). Die ausgefüllten Punkte repräsentieren 3D-Daten. Die gezeigten Modellrechnungen sind mit einem K5 III-, einem M0.5 III- sowie einem M2 III-Template-Stern durchgeführt worden. Es ist offensichtlich, daß die Modelle M3 und M4 mit dem räumlich anisotropen Dispersionsansatz die Daten besser beschreiben als M1 und M2, welchen ein isotroper Zusammenhang zugrundeliegt.

mit

$$\zeta = \frac{(2 - \delta)(m + n)}{\delta} + \frac{\gamma}{\delta} - \frac{3}{2} \quad (2.98)$$

und der Normierungskonstante

$$\eta_{m,n} = \frac{|\delta|^{2m/\delta + 2n/\delta + \gamma/\delta}}{\sqrt{\pi} 2^{m+n+3/2} \Gamma(m + n + 1) B(1/2, n + 1/2)} \quad (2.99)$$

$$\times \begin{cases} \frac{\Gamma(-\zeta)}{\Gamma(-\gamma/\delta - 2m/\delta - 2n/\delta)} & : \quad \delta < 0 \\ \frac{\Gamma(\gamma/\delta + 2m/\delta + 2n/\delta + 1)}{\Gamma(\zeta + 1)} & : \quad \delta > 0 \end{cases} \quad (2.100)$$

mit $B(x, y) = \Gamma(x)\Gamma(y)/\Gamma(x + y)$ reproduziert, wobei diese nichtnegativ ist, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

$$m + n > -1 \quad (2.101)$$

$$2n > -1 \quad (2.102)$$

	Modell M3			Modell M4		
Template	m	n	δ	m	n	δ
K5 III	-0.478	-0.123	0.258261	-0.621	0	0.258181
M0 III	-0.479	-0.124	0.259654	-0.619	0	0.259542
M0.5 III	-0.478	-0.123	0.258037	-0.622	0	0.257846
M1.5 III	-0.476	-0.122	0.259763	-0.619	0	0.259817
M2 III	-0.478	-0.123	0.258169	-0.621	0	0.258076
K4.5 Ib	-0.477	-0.123	0.258798	-0.591	0	0.252644

Tabelle 2.9: Werte für die Parameter m, n und δ , berechnet aus den Modellen M3 und M4

als auch gelten muß

$$\gamma + 2m + 2n > \begin{cases} 0 & : \delta < 0 \\ \delta(m + n + \frac{1}{2}) & : \delta > 0 \end{cases} \quad (2.103)$$

Die Zusammenhänge zwischen den Parametern m, n, δ , und γ einerseits und der radialen, tangentialen und azimuthalen Dispersion andererseits lauten

$$\sigma_r^2(r) \sim \frac{1}{2m + 2n + \delta + \gamma} \frac{1}{r^\delta} \quad (2.104)$$

$$\sigma_\theta^2(r) = \frac{m + n + 1}{n + 1} \sigma_r^2(r) \quad (2.105)$$

$$\sigma_\phi^2(r) = (2n + 1) \sigma_\theta^2(r) \quad (2.106)$$

Unter Verwendung der Gleichungen 2.66, 2.67 und 2.68 für die einzelnen Dispersionen erhält man dann für m, n und δ :

$$m = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\sigma_{0\phi}}{\sigma_{0\theta}} \right)^2 + 1 \right) \left(\left(\frac{\sigma_{0\theta}}{\sigma_{0r}} \right)^2 - 1 \right) \quad (2.107)$$

$$n = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\sigma_{0\phi}}{\sigma_{0\theta}} \right)^2 - 1 \right) \quad (2.108)$$

$$\delta = \alpha \quad (2.109)$$

Die aus dem Modellen M3 und M4 bestimmten Werte für m, n und δ sind in Tabelle 2.9 aufgelistet. Im Falle der Modelle M1 und M2 sind, da gilt $\sigma_r = \sigma_\theta$ und $\sigma_\theta = \sigma_\phi$, die Werte für m und n identisch Null. Das Resultat für den Parameter δ ist für das Modell M1 gleich 0.5 und bei M2 in der Spalte „ α “ der Tabelle 2.5 aufgelistet.

Der Parameter γ muß durch die Anpassung der projizierten Oberflächenhelligkeitsfunktion an das Helligkeitsprofil von NGC 3115 bestimmt werden. Diese lautet, wenn bei konstantem Masse-Leuchtkraft-Verhältnis die unprojizierte Helligkeitsfunktion proportional zur stellaren Dichte gesetzt werden kann (Binney und Tremaine 1987 [9]):

$$\Sigma(R) = \frac{\Sigma_0}{R^{\gamma-1}} \quad (2.110)$$

mit R als dem projizierten Abstand von Zentrum der Galaxie. Diese Formel besitzt den Nachteil, daß sie für $R \rightarrow 0$ nicht definiert ist. Somit kann sie nur die äußeren Bereiche geeignet beschreiben. In Abbildung 2.44 ist das Resultat der Anpassung an ein Helligkeitsprofil von NGC 3115,

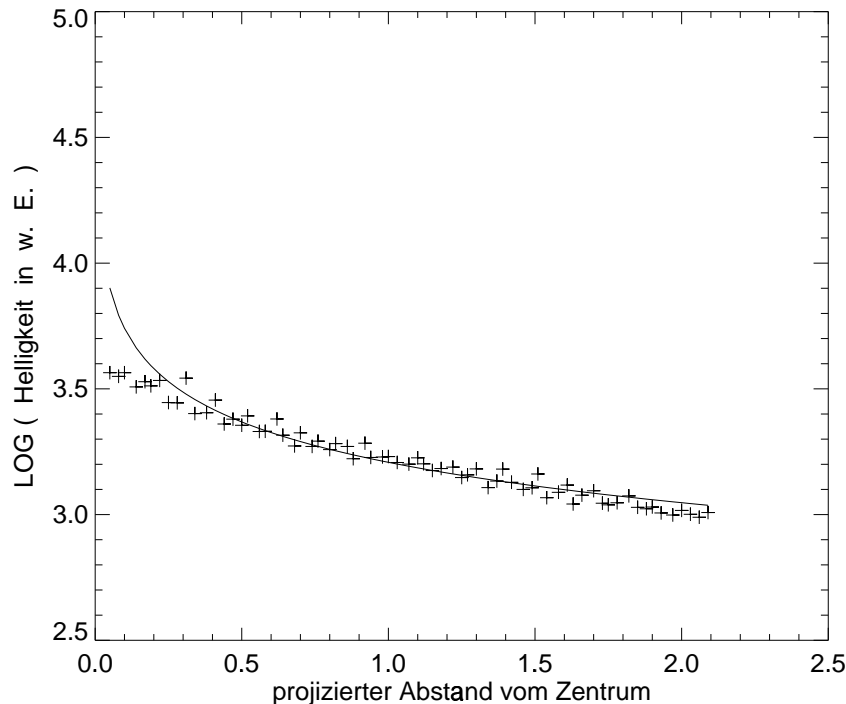


Abbildung 2.44: Anpassung der Oberflächenhelligkeitsfunktion 2.110 an das HST-Helligkeitsprofil von NGC 3115. Obschon die Funktion für kleine Abstände vom Zentrum divergiert, liefert sie doch eine vernünftige Beschreibung ab einer Entfernung von 0.34 Bogensekunden vom Zentrum.

daß aus dem HST-Bild in 2.20 extrahiert worden ist, gezeigt. Es zeigte sich daß die Funktion in 2.110 ab einer Entfernung von 0.34 Bogensekunden von Zentrum sich vernünftig an den Helligkeitsverlauf anpaßt. Der hieraus ermittelte Wert für $\gamma - 1$ lautet 0.53. Für alle Modelle M1, M2, M3 und M4 erfüllen die Ergebnisse für m , n , δ und γ die Bedingungen 2.101, 2.102 und 2.103, so daß die dazugehörige Phasenraumverteilungsfunktionen in Gleichung 2.97 nicht-negativ ist. Damit ist wichtiger Beweis für die physikalische Plausibilität der hier entwickelten Modelle erbracht worden.

Die Bedingung, daß im Falle einer selbstkonsistenten stellaren Dichtefunktion gelten muß $\gamma = \delta + 2$ ist nicht erfüllt. Vielmehr gilt $\gamma < \delta + 2$, was indiziert, daß die stellare Dichte in den äußeren Regionen von NGC 3115 größer sein muß als durch die Poisson-Gleichung gefordert. Da jedoch im Rahmen dieser Arbeit nur die zentralen 3.3×3.3 Bogensekunden dieser Galaxie modelliert worden sind, und für deren äußere Bereiche keine Randbedingungen vorlagen, erscheint dieses Resultat nicht weiter beunruhigend. Desweiteren kann die durch Evans et al. 1997 [21] eingeführte Voraussetzung einer reinen sphärischen Symmetrie ebenfalls einen Einfluß in dieser Beziehung gehabt haben. Zur endgültigen Beantwortung dieser Frage sind sowohl eine erweiterte feldspektroskopische Datenlage als aus ein modifizierter Algorithmus vonnöten. Setzt man die derart parametrisierte Dichtefunktion von Gleichung 2.96 in die Boltzmann-Gleichung ein, so erhält man einen Wert für die zentrale Masse von ca. 3.2×10^8 Sonnenmassen, was als eine obere Grenze in der Massenabschätzung für die anisotropen Modelle dienen kann.

Die bisherige Diskussion hat gezeigt, daß es durch Einführung von räumlich anisotroper Geschwindigkeitsdispersion möglich ist, die zentrale Masse in NGC 3115 von ca. $10^9 M_\odot$ um ein bis

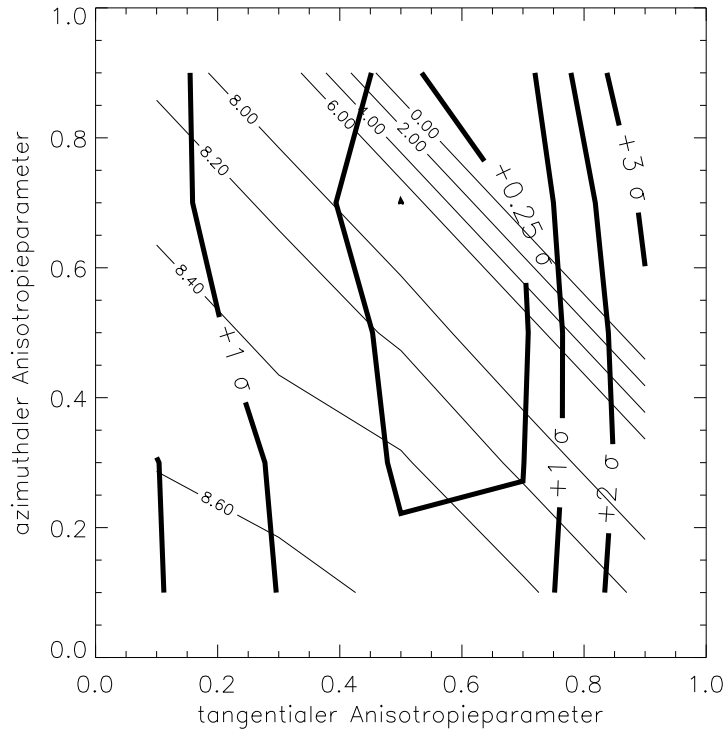


Abbildung 2.45: Zentrale Masse (dünne Linien) und reduziertes χ^2 (dicke Linien) aufgetragen als Funktion des tangentialen und azimuthalen Anisotropieparameters β_θ bzw. β_ϕ .

zwei Größenordnungen zu verringern. Es erhebt sich nun die Frage, ob es innerhalb des durch die beobachteten Daten vorgegebenen Unsicherheitsbereiches möglich ist, diese Masse weiter zu verringern, stärkstenfalls gegen Null gehen zu lassen. Zu diesem Zweck wurden der tangentiale und der azimuthale Anisotropieparameter, β_θ und β_ϕ , an bestimmten Werten festgehalten und die übrigen Parameter optimiert. Daraus konnten dann die zentralen Massen und das reduzierte χ^2 , das die Güte der Anpassung beschreibt, ermittelt werden. Diese beiden Größen sind dann Funktionen von β_θ und β_ϕ , die im Bild 2.45 aufgetragen sind. Die dicken Linien sind die Konturen des reduzierten χ^2 , die dünnen die der zentralen Masse. Aus der Abbildung 2.45 ist ersichtlich, daß es innerhalb der 1σ Toleranz möglich ist, die zentrale Masse von ca $10^7 M_\odot$ auf Null zu senken.

Erste Anzeichen, daß die Annahme einer räumlich anisotropen Dispersion in einer signifikanten Verringerung der zentralen Masse von NGC 3115 resultiert, lieferte bereits die Arbeit von Kormendy und Richstone 1992 [37]. Die Anwendung der Maximum-Entropy-Methode (MEM) auf CFHT-Daten ergaben eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment für Modelle mit zentralen Massen von rund $10^8 M_\odot$. Der dort ebenfalls unternommene Versuch, die innere Dunkelmasse auf Null zu senken, verlief indes nicht erfolgreich.

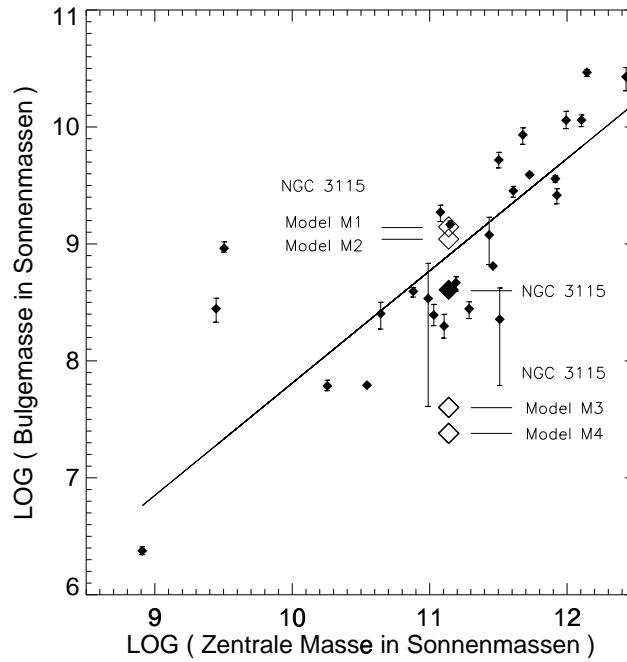


Abbildung 2.46: In Magorrian et al. 1998 [48] publizierte Relation zwischen der zentralen Masse und der Bulgemasse von Galaxien (durchgezogene Gerade) und die Datenpunkte, an denen diese angepaßt wurden (schwarze Diamantsymbole). Die Werte für die Punkte und die ihnen zugeordneten Galaxien sind der genannten Veröffentlichung zu entnehmen. Das große schwarze Diamantsymbol zeigt die Lage von NGC 3115 auf und die leeren Symbole die Ergebnisse der Simulationsrechnungen. Während die Modelle mit den isotropen räumlichen Dispersionen (M1 und M2) die Beziehung reproduzieren, erfordern die Modelle mit anisotropen Dispersionen (M3 und M4), die die beobachteten Spektren besser beschreiben, eine Korrektur zu niedrigeren Massen hin.

2.5.7 Die Auswirkungen der Resultate auf die Bulgemasse–Zentralmasse–Beziehung

Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse besitzt Auswirkungen auf die in Magorrian et al. 1998 [48] publizierte Relation, welche die Bulge–Masse von Galaxien mit ihrer zentralen Masse verknüpft. Dort wird ein linearer Zusammenhang zwischen den logarithmischen Werten dieser beiden Größen postuliert, welcher lautet:

$$\log(M_{\bullet,fit}/M_{\odot}) = -(1.79 \pm 1.35) + (0.96 \pm 0.12)\log(M_{bulge}/M_{\odot}) \quad (2.111)$$

In Abbildung 2.46 ist diese Relation (durchgezogene Gerade) zusammen mit denjenigen Datenpunkten aus Magorrian et al. 1998 [48] (schwarze Diamantsymbole), an welche diese angepaßt worden ist, dargestellt. Die Werte für die einzelnen Punkte und die ihnen zugeordneten Galaxien können in tabellierter Form dieser Publikation entnommen werden. Das große ausgefüllte Diamantsymbol verdeutlicht die Lage von NGC 3115 in dieser Graphik. Die leeren Diamantsymbole zeigen die Resultate der in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen. Während die isotropen Modelle sich relativ gut in diese Relation einfügen, ist es auf der anderen Seite offensichtlich, daß die anisotropen Modelle, welche die experimentellen Daten wesentlich besser beschreiben, eine Modifikation dieser Beziehung zu niedrigeren Massen hin erfordern. Um diese schließlich endgültig und zweifelsfrei festlegen zu können, ist jedoch eine Neumodellierung einer ganzen Reihe von Galaxien unter den in dieser Arbeit herausgearbeiteten Gesichtspunkten erforderlich.

2.5.8 Zusammenfassung und Würdigung der Ergebnisse

Die in dieser Arbeit vorgenommene Diskussion liefert im mehrfachen Hinsicht neue und wertvolle Erkenntnisse.

- Zum einen ist gezeigt worden, daß es bei der Analyse stellarer kinematischer Prozesse in Galaxien unumgänglich ist, zweidimensionale Ausschnitte von diesen zu spektroskopieren, da bei Verwendung von nur eindimensionalen spaltförmigen Aperturen die Randbedingungen zur Konstruktion von Modellfunktionen zur Beschreibung dieser Galaxien nicht hinreichend festgelegt werden können. Die zusätzlichen Informationen, die durch die obigen Daten verfügbar werden, erlauben es hingegen, bessere und genauere Modelle zu entwickeln, welche unser Wissen über wichtige Eigenschaften von Galaxien, wie etwa die zentrale Masse, entscheidend modifizieren können.
- Zum anderen wurde demonstriert, daß die Analyse der stellaren Kinematik im nahinfraroten Wellenlängenbereich unter Verwendung der CO-Bandenköpfe im K-Band erfolgreich durchgeführt werden kann. Dabei konnte in dieser Arbeit nachgewiesen werden, daß bei NGC 3115, eines der Objekte mit der größten Wahrscheinlichkeit für die Existenz eines massiven schwarzen Loches, einfache Modelle mit räumlich anisotroper Dispersion die kinematischen Prozesse wesentlich besser beschreiben als solche mit isotropen Annahmen.
- Diesen Modellen mit dem räumlich anisotropen Dispersionsansatz entsprechen plausible Phasenraumverteilungsfunktionen sowie vernünftige Werte für die Anisotropieparameter.
- Die Modelle mit der anisotropen Dispersion produzieren desweiteren Werte für die Gauss-Hermite-Koeffizienten h_3 , h_4 , h_5 und h_6 , die mit experimentellen Messungen in einer vernünftigen Weise übereinstimmen.
- Die ursprünglich angenommene zentrale Masse von ca. 10^9 Sonnenmassen verringert sich dadurch um rund eineinhalb Größenordnungen. Es konnte sogar gezeigt werden, daß die Masse innerhalb der Fehlergrenzen zu Null gemacht werden kann. Dieses Resultat kann dann eine Antwort auf die Frage sein, warum die Galaxie NGC 3115, in welcher bisher doch ein massereiches schwarzes Loch vermutet worden ist, keinen AGN enthält. Die Antwort würde schlicht lauten, daß überhaupt kein solches schwarzes Loch vorhanden ist, welches Akkretionsaktivität und die damit beobachteten Eigenschaften von aktiven Kernen hervorruft.

2.5.9 Die Bedeutung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse im Kontext der astronomischen Forschung

Im folgenden soll nun versucht werden, die Bedeutung der in dieser Arbeit erzielten Resultate und Einsichten auf einige Felder in der astronomischen Forschung aufzuzeigen.

- Die Analyse stellarer kinematischer Prozesse kann im nahinfraroten Wellenlängenbereich unter Verwendung der CO-Absorptionsbanden im K-Band erfolgen. Dies eröffnet die Möglichkeit, auch Galaxien zu untersuchen, deren ausgesendetes Licht durch Staubwolken absorbiert wird, da dieser Effekt im Infraroten weit geringer ausgeprägt ist, als bei kürzeren Wellenlängen, wie z. B. im optischen Bereich. Somit kann die Nahinfrarotastrophonomie auf diesem Gebiet einen entscheidenden Beitrag leisten.
- Will man die kinematischen Prozesse in Galaxien durch Anpassung von Modellrechnungen an gemessene spektroskopische Daten beschreiben, so reicht es in der Regel nicht aus, von

den zu untersuchenden Objekten Spektren in nur einer räumlichen Dimension, wie etwa entlang der photometrischen Hauptachse, experimentell zu bestimmen. Vielmehr muß dies in einem zweidimensionalen Ausschnitt dieser Galaxie vorgenommen werden. Die räumliche wie auch die spektrale Auflösung sollte dabei so hoch wie möglich sein. Dies demonstriert noch einmal die Notwendigkeit und die Vorteile des Einsatzes von hochauflösender abbildender Feldspektroskopie, wie sie durch die Instrumente 3D und ALFA/AIM/3D verwirklicht werden.

- Die in dieser Arbeit vorgenommene Analyse von NGC 3115 kann als Beginn einer Sammlung von Objekten betrachtet werden, mit der es möglich sein wird, die Form des Spektrums im Zentrum der Galaxie und damit die dortige Massenansammlung als Funktion des Leuchtkraftprofils zu beschreiben. Damit kann es dann möglich sein, aus letzteren Aussagen über die zentrale Massenkonzentration zu machen, ohne dabei in detaillierte Untersuchungen in bezug auf stellare Kinematik eintreten zu müssen.
- Ein weiterer Punkt ist die Beantwortung der Frage, welcher Galaxientyp schwarze Löcher enthält. Dies kann dann geschehen, wenn in einer hinreichend großen Anzahl von Galaxien verschiedenster Klassifikation die zentrale Massenkonzentration genau bestimmt worden ist. Mit NGC 3115 kann in dieser Hinsicht ein Anfang als gemacht betrachtet sein.
- Es zeigt sich weiter, daß die Relation zwischen der Bulge-Masse und der zentralen Masse, wie sie in Magorrian et al. 1998 [48] aufgestellt worden ist, noch einiger Modifikationen bedarf. Die dort aufgestellte Beziehung ist noch zu stark von den Fehlern, die durch die Anwendung von einfachen Modellen entstehen sowie durch Auswahl-Effekte dominiert.
- Eine wichtige Frage ist die Existenz von schwarzen Löchern in nichtaktiven Galaxien des nahen Universums ($z \leq 2$). Die in dieser Arbeit erbrachten Ergebnisse im Fall von NGC 3115 legen den Schluß nahe, daß, im Gegensatz zur bisherigen Annahmen, in diesen Galaxien schwarze Löcher nicht so häufig anzutreffen sind.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Anders, R. Maiolino, N. Thatte und R. Genzel, „AIM: The Aperture Interchange Module“, in *Infrared Astronomical Instrumentation, Proc. SPIE* **3354**, pp 222 - 231, 1998
- [2] S. Anders, N. Thatte, L. Tacconi-Garman, A. Eckart, W. Hackenberg, T. Ott, R. Genzel, S. Hippler, R.-R. Rohloff und S. Beckwith, „Diffraction limited spectroscopy with 3D and ALFA—first results“, *Astronomische Nachrichten* **14**, 1998
- [3] J. H. Bahcall und R. A. Wolf, „STAR DISTRIBUTION AROUND A MASSIVE BLACK HOLE IN A GLOBULAR CLUSTER“, in *The Astrophysical Journal* **209**, pp 214 - 232, 1976
- [4] J. N. Bahcall, S. Kirkahos und D. P. Schneider, „THE APPARENTLY NORMAL HOSTS FOR TWO LUMINOUS QUASARS“, *The Astrophysical Journal* **457**, pp. 557 - 564, 1996
- [5] R. Bender, „Unraveling the kinematics of early-type galaxies“, in *Astronomy & Astrophysics* **229**, pp 441 - 451, 1990
- [6] R. Bender, R. P. Saglia und O. E. Gerhard, „Line-of-sight velocity distributions of elliptical galaxies“, in *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **269**, pp 785 - 813, 1994
- [7] G. V. Bicknell, D. Carter, N. E. B. Killeen und T. E. G. Bruce, „THE STELLAR DYNAMICS OF NGC 1399“, in *The Astrophysical Journal* **336**, pp 639 - 654, 1989
- [8] J. Binney und G. A. Mamon, „M/L and velocity anisotropy from observation of spherical galaxies, or must M87 have a massive black hole“, in *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **200**, pp 361 - 375, 1982
- [9] J. Binney und S. Tremaine, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, Princeton NJ, 1987
- [10] C. Boisson, F. Durret, C. Balkowski und D. Proust, „Infrared and optical photometry of galaxies in four clusters and of a sample of early-type galaxies“, in *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **100**, pp 583 - 590, 1993
- [11] M. Born und E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press, London, 1959
- [12] M. Capaccioli, E. V. Held und J.-L. Nieto, „Two-dimensional photographic and CCD photometry of the S0 galaxy NGC 3115“, in *The Astronomical Journal* **94**, pp 1519 - 1537, 1987
- [13] M. Capaccioli, M. Vietri und E. V. Held, „The z-structure of the disk of NGC 3115“, in *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **234**, pp 335 - 340, 1988

- [14] J. C. Christou, „IMAGE QUALITY, TIP-TILT- CORRECTION, AND SHIFT-AND-ADD INFRARED IMAGING “, in *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **103**, pp 1040 - 1048, 1991
- [15] R. I. Davies, W. Hackenberg, T. Ott, A. Eckart, H. C. Holstenberg, S. Rabien, A. Quirrenbach und M. Kasper, „ALFA: First Operational Experience of the MPE/MPIA Laser Guide Star System for Adaptive Optics “, in *Adaptive Optical System Technologies, Proc. SPIE* **3353**, 1998
- [16] R. I. Davies und Team ALFA, private Korrespondenz
- [17] R. Doyon, M. Wells, G. S. Wright, R. D. Joseph, D. Nadeau und P. A. James, „STELLAR VELOCITY DISPERSION IN ARP 220 AND NGC 6240: ELLIPTICAL GALAXIES IN FORMATION “, *The Astrophysical Journal Letters* **437**, pp 23 - 26, 1994
- [18] A. Dressler und D. O. Richstone, „STELLAR DYNAMICS IN THE NUCLEI OF M31 AND M32: EVIDENCE FOR MASSIVE BLACK HOLES “, in *The Astrophysical Journal* **324**, pp 701 - 713, 1988
- [19] A. Eckart, S. Hippler, A. Glindemann, W. Hackenberg, A. Quirrenbach, P. Kalas, M. Kasper, R. I. Davies, T. Ott, S. Rabien, D. Butler, H.-C. Holstenberg, D. Looze, R.-R. Rohloff, K. Wagner, N. Wilhammer, D. Hamilton, S. V. W. Beckwith, I. Appenzeller und R. Genzel, „ALFA: The MPIA/MPE Laser Guide Star AO System “, Kluwer Academic Publishers, im Druck
- [20] E. Emsellem, H. Dejonghe und R. Bacon, „Dynamical models of NGC 3115 “, in *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **303**, pp 495 - 514, 1999
- [21] N. W. Evans, R. M. Häfner und P. T. de Zeeuw, „Simple three-integral scale-free galaxy models “, in *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **286**, pp 315 - 328, 1997
- [22] K. C. Freeman, „ON THE DISKS OF SPIRAL AND S0 GALAXIES “, in *The Astrophysical Journal* **160**, pp 811 - 830, 1970
- [23] N. I. Gaffney, D. F. Lester und G. Doppmann, „Measuring Stellar Kinematics in Galaxies with the Near-Infrared (2-0) ^{12}CO Absorption Bandhead “, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **107**, pp. 68 - 76, 1995
- [24] R. Genzel, N. Thatte, A. Krabbe, H. Kroker und L. E. Tacconi-Garman, „THE DARK MASS CONCENTRATION IN THE CENTRAL PARSEC OF THE MILKY WAY “, in *The Astrophysical Journal* **472**, pp 153 - 172, 1996
- [25] A. Glindemann, „Beating the Seeing Limit - Adaptive Optics on Large Scale Telescopes “, Habilitationsschrift, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1997
- [26] A. Glindemann, D. Hamilton, S. Hippler, R.-R. Rohloff und K. Wagner, „ALFA-The Laser Guide Star Adaptive Optics System for the Calar Alto 3.5m-Telescope “, in *Laser Technology for Laser Guide Star Adaptive Optics Astronomy*, pp. 120 - 125, Hrsg. N. Hubin and H. Friedman, European Southern Observatory, Garching, 1997
- [27] D. P. Greenwood und D. L. Fried, „Power spectra requirements for wave-front-compensative systems “, in *Journal of the Optical Society of America* **66**, pp. 193 - 206, 1976

- [28] W. D. Heintz, „OBSERVATIONS OF DOUBLE STARS AND NEW PAIRS. XIV. “, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **74**, pp 275 - 290, 1990
- [29] J. L. Hershey, „Astrometric orbit, eclipsing period changes, and parallax of VW Cephei “, *The Astronomical Journal* **80**, pp 662 - 667, 1975
- [30] L. Hillenbrand, M. R. Meyer, S. E. Strom und M. F. Skrutskie, „ISOLATED STAR-FORMING REGIONS CONTAINING HERBIG AE/BE STARS. I. THE YOUNG STELLAR AGGREGATE ASSOCIATED WITH BD + 40°4124 “, *The Astronomical Journal* **109**, pp 280 - 297, 1995
- [31] S. Hippler, A. Glindemann, M. Kasper, P. Kalas, R.-R. Rohloff, K. Wagner, D. P. Looze, und W. Hackenberg, „ALFA: The MPIA Adaptive Optics with a Laser for Astronomy Project “, in *Adaptive Optical System Technologies*, Proc. SPIE **3353**, 1998
- [32] I. D. Howarth, „LMC and galactic extinction “, *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society*, **203**, pp 301 - 304, 1983
- [33] G. Illingworth, „ROTATION (?) IN 13 ELLIPTICAL GALAXIES “, in *The Astrophysical Journal Letters* **218**, pp 43 - 47, 1977
- [34] G. Illingworth und P. L. Schechter, „VELOCITY AND VELOCITY DISPERSION PROFILES IN NGC 3115 “, in *The Astrophysical Journal* **256**, pp 481 - 496, 1982
- [35] S. G. Kleinmann und D. N. B. Hall, „SPECTRA OF LATE-TYPE STANDARD STARS IN THE REGION 2.0–2.5 MICRONS “, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **62**, pp 501 - 517, 1986
- [36] J. Koornneef, „Near-infrared photometry “, in *Astronomy & Astrophysics* **128**, pp 84 - 83, 1983
- [37] J. Kormendy und D. Richstone, „EVIDENCE FOR A SUPERMASSIVE BLACK HOLE IN NGC 3115 “, in *The Astrophysical Journal* **393**, pp 559 - 578, 1992
- [38] J. Kormendy und D. Richstone, „INWARD BOUND–THE SEARCH FOR SUPERMASSIVE BLACK HOLES IN GALACTIC NUCLEI “, in *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* **33**, pp 581 - 624, 1995
- [39] J. Kormendy, R. Bender, D. Richstone, E. A. Ajhar, A. Dressler, S. M. Faber, K. Gebhardt, C. Grillmair, T. R. Lauer und S. Tremaine, „HUBBLE SPACE TELESCOPE SPECTROSCOPIC EVIDENCE FOR A $2 \times 10^9 M_{Sun}$ BLACK HOLE IN NGC 3115 “, in *The Astrophysical Journal Letters* **459**, pp 57 - 60, 1996
- [40] J. Kormendy, R. Bender, J. Magorrian, S. Tremaine, K. Gebhardt, D. Richstone, A. Dressler, S. M. Faber, C. Grillmair und T. R. Lauer, „SPECTROSCOPIC EVIDENCE FOR A SUPERMASSIVE BLACK HOLE IN NGC 4486B “, *The Astrophysical Journal Letters* **482**, pp 139 - 142, 1997
- [41] J. Kormendy, R. Bender, A. S. Evans und D. Richstone, „THE MASS DISTRIBUTION IN THE ELLIPTICAL GALAXY NGC 3377: EVIDENCE FOR A $2 \times 10^8 M_{sun}$ BLACK HOLE “, in *The Astronomical Journal* **115**, pp 1823 - 1839, 1998

- [42] J. Kormendy, „EVIDENCE FOR A SUPERMASSIVE BLACK HOLE IN THE NUCLEUS OF M31“, in *The Astronomical Journal* **325**, pp 128 - 141, 1988
- [43] J. Kormendy, „EVIDENCE FOR A CENTRAL DARK MASS IN NGC 4594 (THE SOMBRERO GALAXY)“, in *The Astrophysical Journal* **335**, pp 40 - 56, 1988
- [44] H. Kroker, Dissertation, Ludwig-Maximilians- Universität München, 1997
- [45] A. Lançon und B. Rocca-Volmerange, „A library of near-IR stellar spectra from 1.428 to 2.5 μm “, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **96**, pp 593 - 612, 1992
- [46] M. Landini, A. Natta, E. Oliva, P. Salinari und A. F. M. Moorwood, „A spectroscopic determination of the IR extinction curve in the direction of G333.6-0.2“, *Astronomy & Astrophysics* **134**, pp 284 - 289, 1984
- [47] D. F. Lester und N. I. Gaffney, „STELLAR KINEMATICS IN THE NUCLEOUS OF NGC 6240: A MASSIVE GALAXY REVEALED“, *The Astrophysical Journal Letters* **431**, pp 13 - 16, 1994
- [48] J. Magorrian, S. Tremaine, D. Richstone, R. Bender, G. Bower, A. Dressler, S. M. Faber, K. Gebhardt, R. Green, C. Grillmair, J. Kormendy und T. Lauer, „THE DEMOGRAPHY OF MASSIVE OBJECTS IN GALAXY CENTERS“, *The Astronomical Journal* **115**, pp 2285 - 2305, 1998
- [49] R. P. van der Marel, „The velocity dispersion anisotropy and mass-to-light ratio of elliptical galaxies“, *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **253**, pp 710 - 726, 1991
- [50] R. P. van der Marel und M. Franx, „A NEW METHOD FOR THE IDENTIFICATION OF NON-GAUSSIAN LINE PROFILES IN ELLIPTICAL GALAXIES“, *The Astrophysical Journal* **407**, pp 525 - 539, 1993
- [51] R. P. van der Marel, H. W. Rix, D. Carter, M. Franx, S. D. M. White und T. de Zeeuw, „Velocity profiles of galaxies with claimed black holes - I. Observations of M31, M32, NGC 3115 and NGC 4594“, *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **268**, pp 521 - 543, 1994
- [52] R. P. van der Marel, N. W. Evans, H. W. Rix, S. D. M. White und T. de Zeeuw, „Velocity profiles of galaxies with claimed black holes - II. $f(E, L_z)$ models for M32“, *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **271**, pp 99 - 117, 1994
- [53] K. K. McLeod und G. H. Rieke in *Spiral Galaxies in the near - Infrared*, Hrs. D. Minniti und H.- W. Rix, ESO/MPA Workshop, Garching, 1996
- [54] M. Miyoshi, J. Moran, J. Herrnstein, L. Greenhill, N. Nakai, P. Diamond und M. Inoue, „Evidence for a black hole from high rotation velocities in a sub-parsec region of NGC 4258“, *Nature* **373**, pp 127 - 129, 1995
- [55] R. F. Mushotzky, A. C. Fabian, K. Iwasawa, H. Kunieda, M. Matsuoka, K. Nandra und Y. Tanaka, „Detection of broad iron K lines in active galaxies“, *Monthly Notes of the Royal Astronomical Society* **272**, pp L9 - L12, 1995
- [56] J. A. Nelder und R. Mead, *Computer Journal* **7**, pp 308 - 313, 1965

- [57] R. J. Noll, „Zernike polynomials and atmospheric turbulence“, in *Journal of the Optical Society of America* **66**, pp 207 - 211, 1976
- [58] E. Oliva, L. Origlia, J. K. Kotilainen und A. F. M. Moorwood, „Red supergiants as starburst tracers in galactic nuclei“, in *Astronomy & Astrophysics* **301**, pp 55 - 67, 1995
- [59] L. Origlia, A. F. M. Moorwood und E. Oliva, „The 1.5–1.7 μm spectrum of cool stars: line identifications, indices for spectral classification and the stellar content of the Seyfert galaxy NGC 1068“, in *Astronomy & Astrophysics* **280**, pp 536 - 550, 1993
- [60] D. Osterbrock, „Astrophysics of Gaseous Nebula and and Active Galactic Nuclei“, *University Science Books*, Mill Valley, USA, 1989
- [61] M. Outred, „Tables of Atomic Spectral Lines for the 10000 Å to 40000 Å Region“, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **7**, 1978
- [62] A. Quirrenbach, W. Hackenberg, H. C. Holstenberg und N. Wilnhammer, „The ALFA Dye Laser System“, in *Laser Technology for Laser Guide Star Adaptive Optics Astronomy*, pp 126 - 131, Hrsg. N. Hubin, European Southern Observatory, Garching, 1997
- [63] A. Quirrenbach, W. Hackenberg, H. C. Holstenberg und N. Wilnhammer, „The Sodium Laser Guide Star System of ALFA“, in *Adaptive Optics and Applications*, Proc. SPIE **3126**, pp 35 - 43, 1997
- [64] N. M. Schreiber, Dissertation, Ludwig–Maximilians– Universität München, 1998
- [65] M. Tecza, Dissertation, Ludwig–Maximilians– Universität München, 1999
- [66] M. Tecza und N. Thatte, „SINFONI: a High–Resolution Near–Infrared Imaging Spectrometer for the VLT“, in *FIBER OPTICS IN ASTRONOMY III*, ASP Conference Series **152**, pp 271 - 281, Hrsg. S. Arribas, E. Mediavilla und F. Watson, Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, 1998
- [67] M. Tecza, N. Thatte, A. Krabbe und L. E. Tacconi–Garman, „SPIFFI: A High–Resolution Near–Infrared Imaging Spectrometer“, in *Infrared Astronomical Instrumentation*, Proc. SPIE **3354**, pp 394 - 403, 1998
- [68] N. Thatte, H. Kroker, L. Weitzel, L. E. Tacconi–Garman, M. Tecza, A. Krabbe und R. Genzel, „ROGUE - the Rapid Off–axis GUider Experiment“, in *Infrared Detektors and Instrumentation for Astronomy*, Proc. SPIE **2475**, pp 228 - 235, 1995
- [69] N. Thatte, M. Tecza, F. Eisenhauer, S. Mengel, A. Krabbe, S. Pak, R. Genzel und D. Bonaccini, E. Emsellem, F. Rigaut, B. Delabre G. Monnet, „SINFONI: A near infrared AO assisted integral field spectrometer for the VLT“, in *Adaptive Optical System Technologies*, Proc. SPIE **3353**, pp 704 - 715, 1998
- [70] R. I. Thompson, M. Rieke, G. Schneider, D. C. Hines und M. R. Corbin, „INITIAL ON–ORBIT PERFORMANCE OF NICMOS“, in *The Astrophysical Journal Letters* **492**, pp 95 - 97, 1998
- [71] A. T. Tokunaga, „Infrared Astronomy“, in *Astrophysical Quantities*, Hrsg. A. N. Cox, 1995

- [72] P. C. Turner, W. J. Forrest und J. L. Pipher, „NEAR-INFRARED IMAGES OF THE NUCLEAR REGION OF NGC 5128 “, in *The Astrophysical Journal* **393**, pp 648 - 657, 1992
- [73] R. K. Tyson, „Principles of Adaptive Optics “, *Academic Press, Inc*, Boston San Diego New York London Sydney Tokyo Toronto, 1991
- [74] L. Weitzel, Dissertation, Ludwig-Maximilians- Universität München, 1994
- [75] L. Weitzel, A. Krabbe, H. Kroker, N. Thatte, L. E. Tacconi-Garman, M. Cameron und R. Genzel, „3D: The next generation near-infrared imaging spectrometer “, in *Astronomy & Astrophysics Supplement Series* **116**, pp 531 - 546, 1996
- [76] D. O. S. Wood und E. Churchwell, „THE MORPHOLOGIES AND PHYSICAL PROPERTIES OF ULTRACOMPACT H II REGIONS “, in *The Astrophysical Journal Supplement Series* **69**, pp 831 - 895, 1989

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich folgenden Personen meinen Dank aussprechen

Herrn Prof. Dr. R. Genzel für die Vergabe dieser äußerst interessanten Dissertation, seiner ständigen Bereitschaft zur Unterstützung in wissenschaftlichen Fragen sowie für das Ermöglichen des exzellenten Arbeitsumfeldes in instrumenteller als auch personeller Hinsicht.

Meinen beiden Betreuern, Herr Dr. N. Thatte und Herr Dr. L. E. Tacconi-Garman, sowie auch Herrn Dr. R. Maiolino für den unermüdlichen und stets engagierten Einsatz für den Erfolg dieser Arbeit.

Allen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeitern der IR-Gruppe des Max-Planck-Institutes für extraterrestrische Physik, besonders Frau S. Mengel, Herrn R. M. Sosa-Brito und Herrn Dr. F. Eisenhauer für die Unterstützung während der astronomischen Beobachtungen an den Observatorien und Herrn Dr. J. Gallimore, Dr. A. Krabbe, Dr. A. Eckart und Herrn Dr. H. Kroker, Dr. T. Böker und M. Tecza, W. Hackenberg und T. Ott sowie Frau E. Schinnerer für die effiziente und doch angenehme Zusammenarbeit, die unter einem auch oft hohen individuellen Arbeitspensum stattfand und trotzdem stets in effizienter und freundlicher Atmosphäre stattfand.

Herrn D. Freeman von der Firma Kidger Optics Ltd. in Crowborough, UK für seine sehr ausgeklügelten Beiträge zum optischen Design des Instrumentes **AIM**.

Den Herren Professoren Dr. T. de Zeeuw, Dr. K. Gebhardt und Herrn Dr. O. Gerhard für die wertvollen wissenschaftlichen Beiträge zu den Modellrechnungen der Galaxie NGC 3115.

Den Ingenieuren des MPE-Konstruktionsbüros, Herrn N. Wilnhammer und Herrn M. Ertl für das ausgezeichnete mechanische Design des Instrumentes **AIM**, sowie ihre ständige Bereitschaft, aufgetretene Probleme schnell und zuverlässig zu lösen.

Den Mitarbeitern des Max-Planck-Institutes für Astronomie in Heidelberg, speziell den Herren Dr. D. Hamilton, Dr. A. Glindemann, Dr. Stefan Hippler, H. Wagner und R.-R. Rohloff für die unkomplizierte und sehr hilfreiche Zusammenarbeit bei der Implementierung der Instrumentenkombination ALFA/AIM/3D auf dem Calar-Alto Observatorium.

Allen Mitarbeitern der MPE-Werkstätten, stellvertretend hierfür den Herren G. Pfaller, P. Reiss, C. Rohe und P. Feldmeier für die exzellente Verwirklichung des mechanischen und elektrischen Designs von **AIM** und der zuverlässigen, pünktlichen und unkomplizierten Erledigung von auch eiligen und komplizierten Aufträgen.

Herrn Dr. S. Drapatz für die vielen administrativen Tätigkeiten zur Sicherstellung meiner Finanzierung.

Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichten und mich während meiner Dissertationsphase stets in allen Dingen uneingeschränkt unterstützten. Besonders möchte ich an dieser Stelle meinem Vater gedenken, dessen unvermittelter Tod es ihm versagte, den Erfolg dieser Arbeit mitzuerleben.

Lebenslauf

Geburtsdatum	02. 06. 1969
Geburtsort	Berchtesgaden / Bayern
Staatsangehörigkeit	deutsch
Familienstand	ledig

September 1976 - Mai 1989	Schulbesuch mit Erlangung der Allgemeinen Hochschulreife am Staatl. Gymnasium Oberhaching / Bayern
November 1989 - Juni 1995	Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität zu München
Januar 1994 - März 1995	Diplomarbeit am Lehrstuhl Hänsch unter Leitung von Prof. Dr. H. W. Schrötter zu dem Thema <i>CARS-Spektroskopie an gasförmigem Ammoniak</i> $^{14}\text{NH}_3$, $^{15}\text{NH}_3$ und $^{15}\text{ND}_3$
Juni 1995	Erlangung des Physikdiploms
Dezember 1995 - November 1999	Promotion am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching unter Leitung von Prof. Dr. R. Genzel